05,08

Магнитооптические эффекты в наноструктурах $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3

© А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, И.Д. Лобов, С.В. Наумов, Ю.В. Корх, С.С. Дубинин, К.А. Меренцова, М.С. Артемьев, А.П. Носов

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

E-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 17 июля 2025 г.
В окончательной редакции 17 июля 2025 г.
Принята к публикации 19 июля 2025 г.

Методом магнетронного распыления синтезированы ультратонкие пленки феррит-гранатов с висмутом ($Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$) на сапфировых подложках (r-Al_2O_3). Рассмотрены спектральные зависимости эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра в тонкопленочных наноструктурах $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3. Измерены дисперсия постоянной Верде и полярного эффекта Керра для подложки из монокристаллического диамагнитного r-Al_2O_3. Определены спектральные и полевые зависимости фарадеевского и керровского вращения пленок $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$. Показано, что диамагнитная прозрачная подложка r-Al_2O_3 вносит слабый вклад в магнитооптические характеристики тонкопленочных наноструктур. Наличие магнитных неоднородностей в результате островкового роста пленок $Bi_xY_2Fe_5O_{12}$ на r-Al_2O_3 сопровождается существенным снижением величины эффектов Фарадея и Керра. В то же время по порядку величины эффектов пленки $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ на r-Al_2O_3 близки к пленкам $BiY_2Fe_5O_{12}$ на гранатовых подложках, что открывает перспективы для более широкого использования структур $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3 как для исследовательских целей, так и для практики.

Ключевые слова: эффект Фарадея, эффект Керра, постоянная Верде, феррит-гранат, сапфир, магнитные неоднородности, тонкие пленки.

DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61324.197-25

1. Введение

Актуальной задачей при создании компактных планарных устройств магнито- и оптоэлектроники является разработка методик синтеза ультратонких магнитных пленок с сохранением или улучшением их функциональных свойств. Особый интерес представляет железоиттриевый гранат YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) и его висмут-замещенная форма BiYIG ($BiY_2Fe_5O_{12}$), обладающие высокой прозрачностью и значительными магнитооптическими (МО) характеристиками эффектов Фарадея и Керра в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра при комнатной температуре [1–5].

В низкоразмерных тонкопленочных структурах проявляются эффекты, связанные с морфологией, толщиной и структурой материала пленок. Например, при уменьшении толщины пленок до нанометрового масштаба большое влияние на их магнитные и МО свойства оказывают дефекты роста, а также межслойные интерфейсы и структурные особенности на границе пленка/подложка. Несоответствие параметров кристаллических решеток пленки и подложки приводит к возникновению механических напряжений и, в результате, к образованию дислокаций и формированию магнитомертвого и/или магнитопассивного слоев, ухудшающих структурные, магнитные, транспортные и МО характеристики пленок [6–8]. Поэтому для пленок BiYIG в качестве подложек обычно используются близкие по структуре монокристаллы слабомагнитных гранатов, такие как $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG), $Nd_3Ga_5O_{12}$, $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) и др.) [1]. Эти подложки характеризуются высокой диэлектрической постоянной, прозрачностью, термической стойкостью и малыми собственными значениями МО эффектов [9–13]. Однако из-за высокой себестоимости такие материалы используются в основном для научных целей и пока не нашли широкого применения в современной промышленности по производству тонкопленочных оптоэлектронных приборов. Альтернативным вариантом для создания МО структур на основе BiYIG является использование монокристаллического сапфира (r-Al_2O_3). Сапфир имеет широкое применение в современной микроэлектронике за счет высокой оптической и радиопрозрачности, механической и температурной прочности [14,15]. Кроме того, он более технологичен и коммерчески доступен по сравнению с гранатовыми (GGG, YAG) или нитридными (GaN) подложками. Все это определяет потенциальный интерес его применения для оптимизации технологий создания различных устройств: изоляторов Фарадея, СВЧ-фильтров, гибридных фотонно-спинтронных платформ и других [2–4]. В то же время, сапфир без буферного слоя редко используется для синтеза структур на основе железоиттриевого граната из-за сильного различия параметров решеток пленки и подложки, а также их коэффициентов теплового расширения, которые приводят к появлению трещин и нарушению сплошности пленочного слоя. Поэтому данные по МО

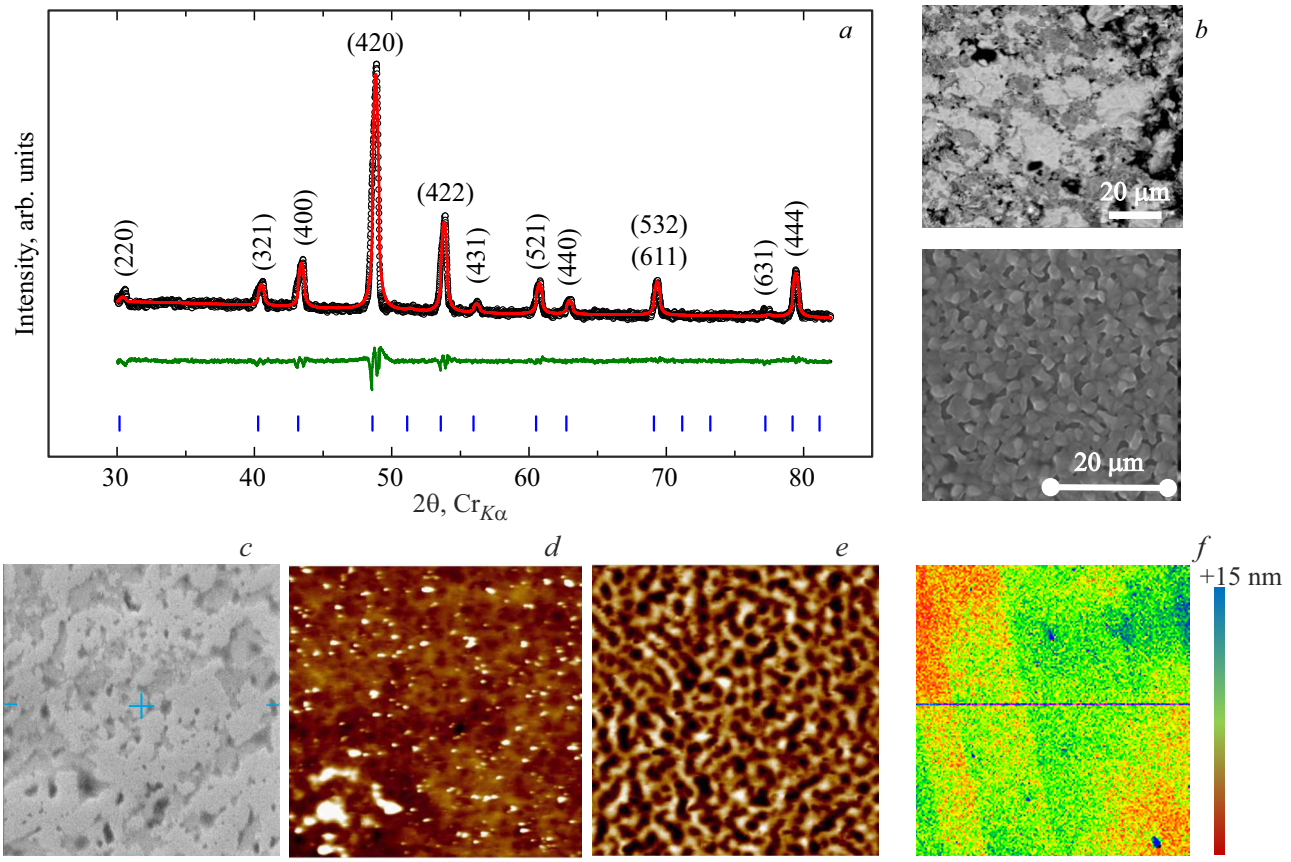

Рис. 1. (*a*) Дифрактограммы в больших углах $\theta - 2\theta$ для мишени $BiY_2Fe_5O_{12}$ (излучение CrK_α). Черные символы — экспериментальные значения, красная линия — расчет, зеленая линия — разность между экспериментом и расчетом. Вертикальные синие маркеры — положения брегговских пиков. (*b*) Морфология поверхности мишени по данным сканирующей электронной микроскопии при разных увеличениях. Масштабные маркеры приведены на рисунках. (*c*) Изображение поверхности пленки BiYIG толщиной 54 nm во вторичных электронах, (*d*) данные зондовой микроскопии: топография и (*e*) данные зондовой микроскопии: магнитно-силовое контрастное изображение поверхности пленки (размер области сканирования везде $20 \times 20\,\mu m^2$). Виден четкий магнитный контраст, не связанный с морфологией поверхности пленки. (*fKD*) Данные оптической профилометрии для пленки BiYIG. Область сканирования $200 \times 200\,\mu m^2$. Цветовой контраст отражает небольшую вариацию толщины пленки.

эффектам в таких структурах немногочисленны, хотя их изучение представляет особый интерес. Кроме того, как было показано в недавних работах [6,7,13,16], в случае наноразмерных толщин слоев BiYIG оптические и МО параметры массивных подложек могут оказывать сильное влияние на характеристики наноструктур из-за близости величин МО отклика.

Таким образом, имеются актуальные задачи, связанные как с получением высококачественных ультратонких магнитных слоев BiYIG на различных диэлектрических подложках и анализом МО параметров полученных структур, так и с комплексным исследованием роли подложки и отдельных слоев, а также интерфейса пленка/подложка, в формировании МО отклика наноструктур.

В работе представлены результаты исследования МО эффектов Фарадея и Керра как в наноструктурах BiYIG/r-Al_2O_3, так и в монокристаллических пластинах r-Al_2O_3. Полученные образцы пленок BiYIG имеют МО характеристики, сравнимые по величине с эффектами Фарадея и Керра в традиционных структурах BiYIG/GGG. Результаты работы является важным для понимания механизмов формирования МО отклика в наноразмерных тонкопленочных структурах на различных подложках, а также оценки применимости сапфировых подложек для изготовления элементов МО устройств.

2. Методика эксперимента и образцы

Мишени $BiY_2Fe_5O_{12}$ (пространственная группа $Ia\bar{3}d$ (O_h)) для создания пленок были получены методом твердофазного синтеза. На рис. 1, *a* представлены полученные с помощью рентгеновского спектрометра Дрон-2М дифрактограммы, подтверждающие их однофазность и соответствие химического состава номинальному (постоянная решетки $a = 1.2444$ nm). Результаты сканирующей электронной микроскопии (Tescan MIRA) с энергодисперсионным рентгеновским микроанализато-

ром показали (рис. 1, *b*), что в микромасштабе мишень достаточно рыхлая и неоднородная по структуре и составу: в области сканирования присутствуют светлые и темные области, обогащенные висмутом и иттрием, соответственно. При этом железо распределено равномерно по всей исследуемой плоскости мишени. Однако в интегральном расчете (по площади) химический состав мишени совпадает с номинальным в пределах погрешности измерений.

В качестве подложек использовались коммерчески доступные эпиполированные (средняя шероховатость менее 0.7 nm) монокристаллические пластины из r-Al_2O_3 $[1\bar{1}02]$ размерами $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ и толщиной 0.5 mm. Наноструктуры BiYIG/r-Al_2O_3 с номинальными толщинами слоев $d = 5, 11, 28, 44$ и 54 nm были изготовлены методом магнетронного распыления на переменном токе (13 MHz) при температуре подложки $T = 200\,^\circ$C. Детали синтеза пленок описаны в [16,17].

Для повышения структурного и магнитооптического совершенства синтезированные пленки BiYIG подвергались послеростовому отжигу в муфельной печи при $T = 650\,^\circ$C в атмосфере аргона в течение 3 часов со скоростью нагрева/охлаждения 6 градусов в минуту.

Полученные образцы пленок аттестовывались методами электронной, оптической и зондовой микроскопии. Электронная микроскопия показала, что пленки с $d = 5$ nm и 11 nm характеризуются выраженной островковой структурой. При увеличении толщины слоя до $d \geq 28$ nm доля островков сокращается и пленки становятся более однородными (рис. 1, *c*). На магнитносиловых изображениях образцов, полученных на сканирующем зондовом микроскопе Солвер Некст (НТ-МДТ), визуализируется доменная микроструктура, с равномерным распределением по поверхности характерных размеров наблюдаемых особенностей (рис. 1, *d,f*). По результатам рентгеноспектрального микроанализа было зафиксировано небольшое различие составов пленок и стехиометрических мишеней (на рисунке не показано). Например, по сравнению с исходной мишенью в пленках уменьшается доля Fe и увеличивается содержание кислорода. При этом распределение по катионам и анионам неоднородно по толщине пленок, что, по-видимому, обусловлено процессами диффузии химических элементов на границах интерфейсов. В результате измеренный состав пленок BiYIG оказался близок к $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, где $0.2 \leq x \leq 0.5$. Эти выводы согласуются с данными рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, полученными ранее для пленок близкого состава и толщины на подложках GGG [17]. По результатами оптической профилометрии (NewView 7300 ZygoLOT, Германия) толщина полученных пленок близка к номинальной, а средняя шероховатость поверхностей пленок составила $\sim 1-2$ nm (рис. 1, *e*). Это позволяет пренебречь вкладом диффузного отражения при проведении измерений МО эффектов в видимой области спектра.

В ультратонких магнитных пленках важную роль играет критическая толщина (h) интерфейса пленка-подложка — релаксационный слой, в котором формируется высокая плотность дислокаций смещения из-за несоответствия параметров кристаллических решеток пленки (a) и подложки (b) [18,19]. Эти различия характеризуются параметром несоответствия $f_c = (a - b)/a$, который необходимо учитывать при создании и исследовании тонкопленочных наноструктур. Как было показано в работах [13,16,20], для пленок BiYIG на гранатовых подложках, в случае, когда параметры решеток отличаются незначительно ($f_c < 1\%$), в рамках модели Ван-дер Мерве толщина релаксационного слоя, в котором происходит полное устранение дислокаций смещения в интерфейсе пленка/подложка, составляет порядка 40−55 nm. Монокристалл сапфира имеет сингонию Rc и характеризуется постоянными решетки $b = 0.475$ nm и $c = 1.297$ nm [21]. Из наиболее близких параметров можно отметить расстояние между двумя соседними плоскостями в подложке r-Al_2O_3 с ориентацией $[1\bar{1}02]$ $a = 0.348$ nm [22]. Для пленки BiYIG аналогичное расстояние между плоскостями (321) составляет $a = 0.331$ nm.

Таким образом, в случае r-Al_2O_3 и $Bi_xY_2Fe_5O_{12}$ оценить h по модели Ван-дер Мерве не представляется возможным вследствие различия как типа симметрии кристаллических решеток пленки и подложки, так сильных отличий параметров элементарных ячеек. Сильное рассогласование параметров решеток предполагает формирование интерфейса пленка/подложка с высокой плотностью дислокаций смещения, что препятствует эпитаксиальному росту односвязных пленок BiYIG по модели Ван-дер Мерве и способствует образованию в них островковых структур по типу Вольмера-Вебера [19]. Формирование нарушенного (магнитомертвого и/или магнитопассивного) слоя в области границы раздела пленка/подложка должно влиять на магнитные и МО характеристики, а следовательно, и на эффекты Фарадея и Керра в наноструктурах BiYIG/r-Al_2O_3.

Отметим, что эффект Фарадея в большей степени обусловлен объемными свойствами магнетиков, а эффект Керра — поверхностными характеристиками структур и отдельных слоев. Поэтому при изучении МО свойств пленок желательно измерять оба эффекта. В данной работе эффект Фарадея (FE), связанный с поворотом плоскости поляризации линейно-поляризованного света прошедшего через образец, измерялся в диапазоне энергий от 1.5 до 4 eV в постоянном магнитном поле до $H = 10$ kOe в оригинальной установке на базе монохроматора МДР-12. Использовалась однолучевая методика измерений при угле между поляризатором и анализатором $\alpha = 45^\circ$ [23]. Полярный эффект Керра (PKE), связанный с вращением плоскости поляризации линейно поляризованного света, отраженного от поверхности нормально намагниченного образца, измерялся в спектральном диапазоне от 1.5 до 4 eV в оригинальной

установке на базе монохроматора МДР-4. Использовался однолучевой динамический метод измерений PKE для света с s-поляризацией, угле между поляризатором и анализатором $\alpha = 45°$, в полях до $H = 12$ kOe, модулированных с частотой 2 Hz. Эллиптичность отраженного света не определялась в виду ограничений методики измерения. Погрешность измерений составила -5%. Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

3. Магнитооптические характеристики подложки r-Al_2O_3

При изучении фарадеевского вращения в слабомагнитных средах (пара- и диамагнетиках) в качестве параметра, характеризующего способность материала осуществлять поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света под действием магнитного поля используют постоянную Верде $V = \mathrm{FE}/(H \cdot d)$ [23]. На рис. 2 представлены спектры $V(\lambda)$ для подложек r-Al_2O_3. Отличительной характеристикой r-Al_2O_3 является почти бездисперсионный ход кривой во всем исследованном спектральном интервале. Подложка r-Al_2O_3 обладает наименьшей величиной постоянной Верде среди исследованных нами материалов. Величина вращения для нее составляет $V \sim +0.03$ min/(Oe · cm), то есть сопоставима со значениями для диамагнитных стекол SiO_2, BaB и NaCaSi [9]. Так как в диамагнитных материалах постоянная Верде пропорциональна $\sim 1/\lambda^2$ и увеличивается по мере приближения к максимуму резонансного поглощения (λ_0), то в случае r-Al_2O_3 максимум $V(\lambda)$ в соответствии с шириной запрещенной щели $E_g \sim 8.8$ eV [24] должен достигаться при $\lambda_0 \sim 137$ nm. Большая удаленность исследуемого спектрального интервала от λ_0, возможно, объясняет наблюдаемую слабую дисперсию постоянной Верде в сапфире.

Если для наблюдения фарадеевского вращения необходимы прозрачные подложки с высоким оптическим качеством обеих поверхностей, то для эффекта Керра с целью минимизации вкладов различных резонансных и МО эффектов, связанных с отражением света от обратной стороны подложки, измерения обычно проводят на эпиполированной подложке, у которой обратная сторона является шероховатой или диффузно-рассеивающей. В данной работе спектральные зависимости PKE измерялись как на полированной подложке, так и на подложке с диффузно-отражающей обратной стороной, полученной механической шлифовкой с использованием алмазной паст. Рис. 2 иллюстрирует, что в подложке с шероховатой стороной PKE в спектральном интервале $300 < \lambda < 800$ nm ($4.1 < E < 1.5$ eV) имеет отрицательный знак и малую величину в пределах погрешности измерений (< 0.5 min). Похожая картина наблюдается для подложки, эпиполированной с обеих сторон. В этом случае эффект Керра сохраняет величину и отрицательный знак, однако в спектре появляются положительные выбросы в интервале длин волн $400 < \lambda < 600$ nm

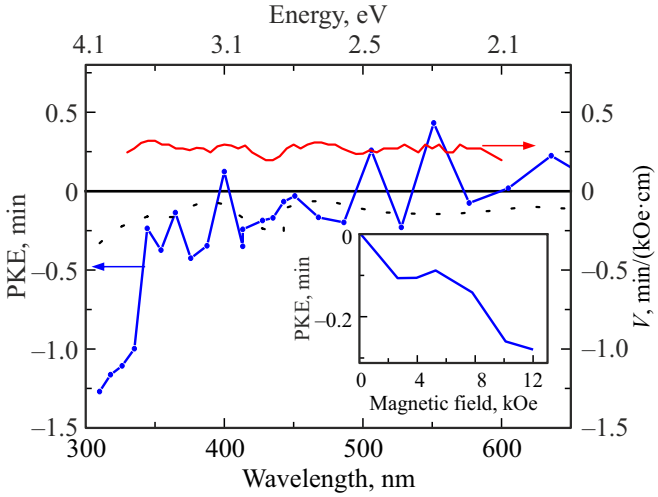

Рис. 2. Спектры полярного эффекта Керра (PKE) для подложки, эпиполированной с двух сторон (сплошные линии), и подложки с диффузно-отражающей обратной стороной (пунктир) r-Al_2O_3 в поле 7 kOe (левая шкала) и спектры постоянной Верде (V) в поле 4 kOe (правя шкала). На вставке приведена полевая зависимость PKE при $\lambda = 400$ nm ($E = 3.1$ eV).

(рис. 3). ЭК достигает максимальных значений порядка -1.5 min в области $E \geq 3.5$ eV ($\lambda < 330$ nm), в которой проявляются межзонные оптические переходы для r-Al_2O_3 [25,26].

Как было показано в работах [20,27], большие значения эффекта Керра в прозрачных подложках типа GGG могут давать существенный вклад в МО свойства наноразмерных структур. Однако эпиполированная подложка r-Al_2O_3 обладает малой МО активностью, за исключением области коротких длин волн, и не оказывает заметного влияния на характеристики структур. Отметим, что отрицательный знак и малая величина ЭК в коротковолновой области спектра сопоставимы с величиной и знаком магнитоотражения ($\sim -10^{-4}$) s-поляризованного света для кристалла r-Al_2O_3 [26,28], связанного с влиянием внешнего магнитного поля на оптические свойства широкозонных диэлектриков типа Al_2O_3 ($E_g \sim 8.8$ eV). Полевые зависимости эффектов Керра и Фарадея (вставка на рис. 2) для эпиполированной подложки r-Al_2O_3 имеют разный знак и характерную для диамагнетиков линейную зависимость без насыщения в магнитных полях до 10 kOe [7,9,11,29].

Таким образом, величины фарадеееевского и керровского вращения в прозрачных диамагнитных подложках r-Al_2O_3 в видимой области спектра малы и могут вносить какой-либо заметный вклад в МО активность наноструктур только в области длин волн менее 350 nm. Использование подложек с диффузно-отражающей (неполированной) обратной поверхностью позволяет минимизировать вклад подложки в ЭК для наноструктуры BiYIG/r-Al_2O_3.

4. Магнитооптические характеристики наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 и пленок BiYIG

4.1. Полярный эффект Керра

Полярный эффект Керра является эффективным инструментом для исследования и контроля магнитных характеристик как в целом многослойных наноструктур, так и отдельных слоев. На рис. 3 представлены спектры полярного эффекта Керра для наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3, а также соответствующих пленок BiYIG толщиной $d \geq 28$ nm, полученных в результате вычитания спектра подложки. Высокое МО качество образцов, сопоставимые величины толщин интерфейсов в наноструктурах и слабое влияние МО параметров подложки определяет ход спектральных кривых и близость величин PKE для наноструктур и пленок разной толщины. Однако наличие островковых ростовых структур в пленках приводит к уменьшению намагниченности и заметному снижению величины вращения (до ~ 5 min) в наноструктурах BiYIG/r-Al_2O_3 по сравнению с наноструктурами близкого состава на гранатовых подложках [16,20], где оно составляет порядка 15–25 min в тех же условиях. Например, спектры PKE, характерные для состава BiYIG, удалось получить только для пленок с толщиной $d = 44$ и 54 nm. При этом величина эффекта приблизительно в два раза меньше, чем для аналогичных пленок на подложках GGG [20].

Наблюдаемые особенности спектральных кривых PKE при $\lambda_1 = 480$ nm ($E_1 \sim 2.6$ eV) и $\lambda_2 = 350$ nm ($E_2 \sim 3.1$ eV) могут быть связаны с $t_2(Fe^{3+}) \to t_{2g}(Fe^{2+})$ и $e_g(Fe^{3+}) \to e_g(Fe^{2+})$ переходами в октаэдрической подрешетке [30–32]. Однако для сверхтонких пленок с толщиной близкой или меньшей критической присутствие магнитных неоднородностей в интерфейсе пленка-подложка и в объеме пленок в значительной степени влияет на форму МО спектров. Например, для пленки толщиной $d = 44$ nm спектр PKE имеет форму, характерную для состава $Bi_{0.5}Y_{2.5}Fe_5O_{12}$, а для пленки с $d = 54$ nm — для состава $Bi_{2.5}Y_{0.5}Fe_5O_{12}$ (красный сдвиг пика в спектре). Для толщин пленок d≤ 28 nm достоверных значений керровского вращения получить не удалось.

Как было показано в [20], спектры PKE для высококачественных магнитно-однородных пленок BiYIG/GGG близки друг другу и эффект достигает максимальной величины ~ 20 min при $\lambda = 350$ nm ($E = 3.54$ eV). В нашем случае, малые величины спектральных зависимостей ЭК могут быть связаны с магнитной неоднородностью пленок BiYIG, что влечет за собой значительное ухудшение магнитных и МО свойств наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3.

Следует отметить различие зависимостей ЭК, полученных для структур BiYIG/r-Al_2O_3 на эпиполированной и диффузно-отражающей подложках (на рисунке не показано), максимально выраженное в коротковолновой

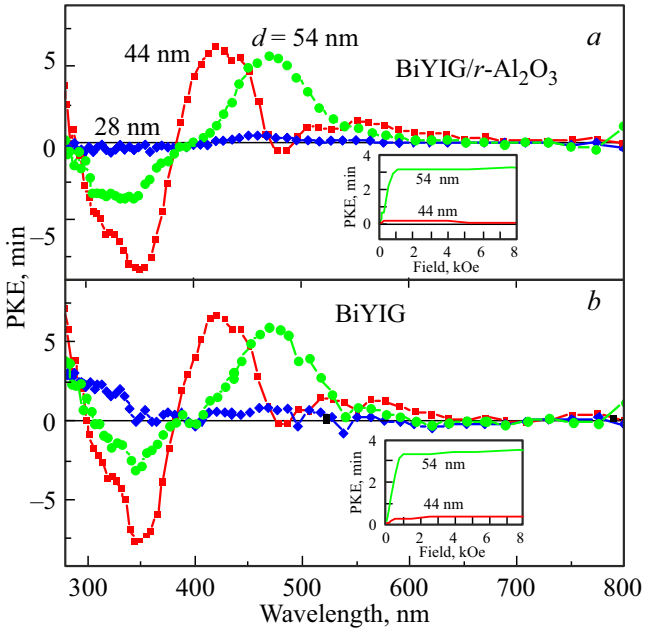

Рис. 3. Спектры полярного эффекта Керра (PKE) для (*a*) наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 и (*b*) пленок BiYIG разной толщины (указаны на рисунке) в магнитном поле $H = 4$ kOe. Спектры пленок получены после вычета вклада подложек. На вставках — полевые зависимости PKE для наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 (вверху) и пленок BiYIG (внизу) на длине волны $\lambda = 413$ nm ($E = 3$ eV).

области ниже 350 nm. Очевидно, что оно связано с комплексными вкладами эффектов Фарадея и Керра при многократном прохождении света, отраженного от обратной стороны подложки, а также с эллиптичностью света [13,20,27].

Как было показано в [16,20,27], вклад подложек существенно искажает форму полевых зависимостей эффекта Керра в наноструктурах. В данном случае в наноструктуре BiYIG/r-Al_2O_3 малая МО активность подложки слабо влияет на полевую зависимость ЭК (вставка на рис. 3, *a*). В полевых зависимостях ЭК пленок проявляется характерный для ферромагнетиков излом с выходом на насыщение в полях $H_S \sim 1-2.5$ kOe (вставка на рис. 3, *b*), который становится более четким после вычитания вклада подложки. Небольшие различия в величине H_S для пленок с $d = 54$ и 44 nm, скорее всего, обусловлены разной степенью магнитной неоднородности поверхности и объема (возможно, разным процентным содержанием Bi и Y). Такой вывод согласуется с данными работы [17]: при толщине пленок меньше критической ($d < h$) диффузия элементов на границах раздела приводит к формированию слоев переменного состава в пленках. В свою очередь это приводит, к образованию магнитомертвого и магнитопассивного слоев, уменьшению намагниченности, величины ЭК, и изменению формы полевых зависимостей эффекта.

Островковая структура роста пленок BiYIG на r-Al_2O_3 только усиливает влияние этих факторов.

4.2. Эффект Фарадея

Магнитные неоднородности в наноразмерных пленках BiYIG проявляются также в проходящем свете в спектральных зависимостях эффекта Фарадея. Островковая морфология пленок на подложках r-Al_2O_3 приводит к уменьшению намагниченности и, как следствие, к уменьшению фарадеевского вращения до $\sim 10-20$ min в широкой спектральной области от 320 до 650 nm (рис. 4, *a*). Однако форма спектральных кривых для пленки $d = 54$ nm остается близкой к спектрам FE для пленок BiYIG на GGG [20]. Отрицательная часть кривой ЭФ при $\lambda < 350$ nm связана с переходами с переносом заряда из p-O состояний в 3d-Fe состояние в октаэдрических комплексах [6,33]. Положительный эффект в интервале $350 < \lambda < 490$ nm связан с переходами типа $t_2(Fe^{3+}) \to t_{2g}(Fe^{2+})$ и $e_g(Fe^{3+}) \to e_g(Fe^{2+})$. При $\lambda > 490$ nm спектр FE формируется электродипольными переходами из 3d основного состояния в гибридизированное Bi-O-Fe возбужденное состояние в октаэдрических [FeO] комплексах [33–37].

Из полученных данных слабо прослеживается корреляция FE с толщиной пленок BiYIG. Надо отметить, что при толщинах менее 28 nm величина фарадевского вращения падает практически до нуля. Поэтому результаты измерений спектральных и полевых зависимостей FE для более тонких пленок не приводятся. Таким образом, если в близких по толщине пленках BiYIG на GGG максимальная величина FE достигает 1 градуса [20], то в пленках BiYIG на подложке r-Al_2O_3 эффект уменьшается примерно в три раза (≤ 20 min в поле $H \sim 7$ kOe) и может быть достоверно измерен только для пленок толщиной $d = 44$ и 54 nm.

Как в случае PKE, так и для FE, вращение плоскости поляризации света в массивных подложках аддитивно проявляется в спектральных и полевых зависимостях MO эффектов для наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 (вставка на рис. 4, *a*). Так, только после вычитания вклада подложек в полевых зависимостях удельного фарадеевского вращения F ($F = \mathrm{FE}/d$) появляется перегиб с выходом на насыщение, как для намагниченности, так и для PKE. При этом максимальная величина F составляет ~ 4 deg/μm в полях $H > 2$ kOe для длины волны 413 нм (вставка на рис. 4, *b*). Известно, что типичные значения удельного вращения для кристаллов и толстых пленок BiYIG в области положительного максимума составляют порядка 20–25 deg/μm (200000 deg/cm) в полях $H_S > 2$ kOe [1,6–8,35,37–39]. Полученные нами значения FE для наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 того же порядка, что может свидетельствовать об удовлетворительном MO качестве полученных пленок BiYIG на подложках r-Al_2O_3.

Кроме перегиба на кривых $F(H)$ видны дополнительные особенности (изломы), которые отсутствуют

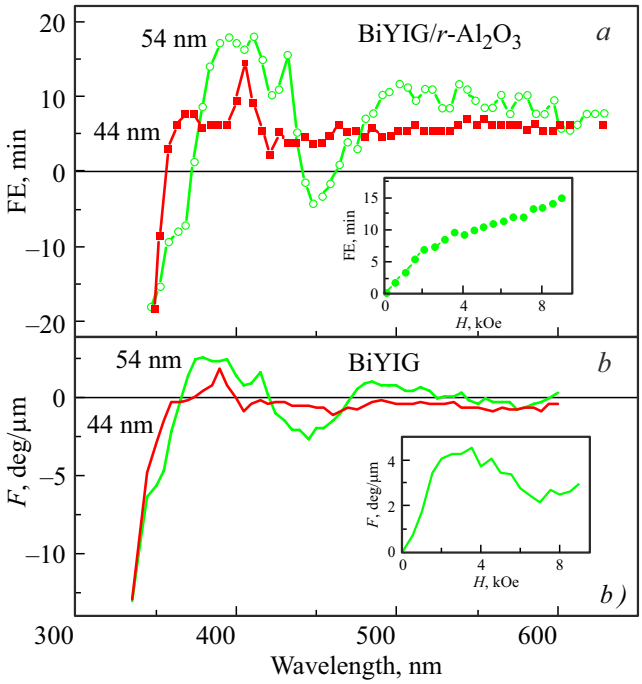

Рис. 4. (*a*) Спектральная зависимость эффекта Фарадея (FE) для наноструктур BiYIG/r-Al_2O_3 и (*b*) спектры удельного фарадеевского вращения (F) для пленок BiYIG разной толщины, полученные после вычета вклада подложки, в поле $H = 7$ kOe. На вставках приведены соответствующие полевые зависимости FE на длине волны $\lambda = 413$ nm ($E = 3$ eV): (вверху) для структуры BiYIG/r-Al_2O_3 и удельного фарадеевского вращения для пленки BiYIG после вычета вклада подложки (внизу).

на полевых зависимостях ЭК. Появление этих особенностей отражает особенности пленочного состояния BiYIG/r-Al_2O_3, связанные с отклонением соотношения концентрации ионов Bi/Y по толщине пленки вследствие особенностей роста [17] и влиянием подложки. Известно, что для однородных пленок фиксированного состава спектры и величины $F(\lambda)$ должны быть близки друг другу и не зависеть от типа подложки и толщины структуры. Такая закономерность прослеживается в структурах BiYIG/GGG(YAG) с толщиной пленок больше критической ($d > 30$ nm) [16,20]. Однако более выраженная магнитная неоднородность пленок BiYIG на r-Al_2O_3 приводит к большему искажению спектральных и полевых зависимостей MO параметров, а в пленках с толщиной $d < 28$ nm удельное фарадеевское вращение вообще стремится к нулю. Аналогичное поведению $F(\lambda)$ наблюдалось в BiYIG на гранатовых подложках только для пленок толщиной менее 10 nm [16,20].

Таким образом, массивные прозрачные подложки r-Al_2O_3 обладают минимальной величиной MO эффектов со слабыми дисперсионными характеристиками по сравнению с гранатовыми подложками. Магнитооптические эффекты Керра и Фарадея в тонкопленочных наноструктурах BiYIG/r-Al_2O_3 достигают заметных значений в видимой области спектра в магнитных по-

лях больше 2 kOe и близки по величине к эффектам, наблюдаемым в тонкопленочных структурах BiYIG на гранатовых подложках.

5. Заключение

Рассмотрены магнитооптические эффекты Фарадея и Керра в тонкопленочных магнитных наноструктурах и пленках $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ толщиной 5, 11, 28, 44 и 54 nm, полученных методом магнетронного распыления на подложках диамагнитного диэлектрика r-Al_2O_3.

Исследованы особенности спектральных и полевых характеристик эффектов Фарадея и полярного эффекта Керра в пластинах монокристаллического сапфира с r-ориентацией. Установлено, что магнитооптические эффекты для r-Al_2O_3 имеют слабую дисперсию в спектральном интервале $300 < \lambda < 800$ nm: полярный эффект Керра меняется от -0.1 до -1.5 min, а постоянная Верде от $+0.01$ до $+0.03$ min/(Oe · cm). Показано, что для наноразмерных пленок $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ толщиной больше 44 nm удельное фарадеевское вращение в диапазоне энергий 1.5–4.1 eV выше, чем в подложках r-Al_2O_3 и достигает в максимуме 40000 deg/cm в магнитном поле 7 kOe, а эффект Керра — около 5 min в поле 4 kOe. Таким образом, отсутствует необходимость учета вклада сапфировой подложки при исследовании магнитооптических эффектов в тонкопленочных наноструктурах $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3.

Магнитные неоднородности в пленках $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ формируются в результате диффузии элементов на границах раздела пленки с воздухом и с подложкой, образования пор и высокой плотности дислокаций смещения в интерфейсе [17]. В наноструктурах $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3 с островковой структурой роста и толщиной пленок ниже критической магнитные неоднородности усиливаются. Однако это приводит к незначительному (в 3–5 раз) ухудшению их магнитооптических характеристик по сравнению с близкими по составу пленками на гранатовых подложках.

Полученные значения магнитооптического отклика в структурах $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$/r-Al_2O_3 иллюстрируют потенциальную возможность их применения как для фундаментальных исследований, так и для оптимизации методик синтеза магнитных наноструктур на основе железо-иттриевого граната и создания новых функциональных элементов оптоэлектронных устройств на подложках r-Al_2O_3.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобразования РФ для ИФМ УрО РАН. Формирование пленок методом магнетронного распыления выполнялось в рамках проекта РНФ № 24-42-02008. Рентгеноспектральные и микроскопические измерения образцов проведены в ЦКП ИФМ УрО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern magnetooptics and magnetooptical materials. IOP Publishing, Bristol, Philadelphia, USA (1997), p. 381.
[2] B.J.H. Stadler, T. Mizumoto. IEEE Photonics Journal **6**, 0600215 (2014).
[3] S. Kharatian, H. Urey, M. Onbasli. Adv. Opt. Mat. **8**, 1901381 (2020).
[4] H. Alisafaee, M. Ghanaatshoar. Appl. Opt. **51**, *21*, 5144 (2012).
[5] A.V. Telegin, Yu.P. Sukhorukov. Magnetochemistry **8**, 173 (2022).
[6] V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D. Balabanov, V. Burkov. Appl. Opt., **52**, *26*, 6599 (2013).
[7] S.M. Suturin, A.M. Korovin1, V.E. Bursian, L.V. Lutsev, V. Bourobina, N.L. Yakovlev, M. Montecchi, L. Pasquali, V. Ukleev. Phys. Rev. Mat. **2**, 104404 (2018).
[8] Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарева, Е.А. Ганьшина, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, Е.В. Мостовщикова, А.В. Телегин, А.Н. Виноградов, И.К. Родин. ФТТ **46**, *7*, 1203 (2004).
[9] J. Qiu, K. Hirao. J. Mat. Research **13**, *5*, 1358 (1998).
[10] E. Munin, J.A. Roversi, A.B. Villaverde. J. Phys. D: Appl. Phys. **25**, 1635 (1992).
[11] A.V. Starobor, D.S. Zheleznov, O.V. Palashov, E.A. Khazanov. J. Opt. Soc. Am. B **28**, *6*, 1409 (2011).
[12] A.K. Zvezdin, G.S. Krinchik, R.Z. Levitin, V.A. Lyskov. JETP Lett. **37**, *7*, 331 (1983).
[13] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, И.Д. Лобов, А.М. Коровин. Опт. и спектр. **132**, *7*, 733 (2024).
[14] N. Askarzadeh, H. Shokrollahi. Results in Chemistry **16**, 102390 (2025).
[15] Н.В. Шарова, Н.А. Попова, Е.С. Лукин. Успехи в химии и химической технологии **30**, *7*, 130 (2016).
[16] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, I.D. Lobov, S.V. Naumov, S.S. Dubinin, K.A. Merencova, M.S. Artemyev, A.P. Nosov. J. Appl. Phys. **136**, 193905 (2024).
[17] И.А. Субботин, Э.М. Пашаев, А.О. Беляева, И.Н. Трунькин, С.С. Дубинин, К.А. Меренцова, М.С. Артемьев, А.П. Носов, А.Л. Васильев. Кристаллография **70**, 529 (2025).
[18] J.H. Van der Merwe. Lattice mismatch and bond strength at the interface between oriented films and substrates. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris (1964), p. 172.
[19] A. Fluri, C.W. Schneider, D. Pergolesi. In situ stress measurements of metal oxide thin films in book Metal oxide-based thin film structures. Elsevier, Amsterdam, Netherlands. (2017), p. 109–132.
[20] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, I.D. Lobov, S.V. Naumov, S.S. Dubinin, K.A. Merencova, M.S. Artemyev, A.P. Nosov. J. Magn. Magn. Mater. **608**, 172415 (2024).
[21] Е.М. Воронкова, Б.И. Гречушников, Г.И. Дистлер, И.П. Петров. Оптические материалы для инфракрасной техники. Наука, М. (1965), с. 335.
[22] V.A. Lubarda, M.V. Lubarda. J. Am. Ceram. Soc. **106**, *3*, 2008 (2022).

[23] Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Наукова Думка, Киев, Украина (1979), с. 182.
[24] M.E. Innocenzi, R.T. Swimm, M. Bass, R.H. French, A.B. Villaverde, M.R. Kokta. J. Appl. Phys. **67**, 7542 (1990).
[25] V.G. Kravets. Optics and Spectroscopy **98**, *3*, 405 (2005).
[26] B.B. Krichevtsov, A.M. Korovin, S.M. Suturin, A.V. Telegin, I.D. Lobov, N.S. Sokolov. Thin Solid Films **756**, 139346 (2022).
[27] S.M. Zanjania, M.C. Onbaşlí. J. Magn. Magn. Mater. **499**, 166108 (2020).
[28] W.Y. Lung, J.R. Chamberlain. Phys. Lett. **27A**, *6*, 365 (1968).
[29] S. Visnovsky, V. Prosser, R. Krishnan, V. Parizek, K. Nitsch, L. Svobodova. IEEE Trans. Magn. **17**, *6*, 3205 (1981).
[30] S. Visnovsky, R. Krishnan, V. Prosser. J. Appl. Phys. **49**, 2212 (1978).
[31] W.K. Li, G.Y. Guo. Phys. Rev. B **103**, *1*, 014439 (2021).
[32] F. Iori, A. Teurtrie, L. Bocher, E. Popova, N. Keller, O. Stéphan, A. Gloter. Phys. Rev. B **100**, 245150 (2019).
[33] S. Kahl, V. Popov, A.M. Grishin. J. Appl. Phys. **94**, *9*, 5688 (2003).
[34] E. Jesenska, T. Yoshida, K. Shinozaki, T. Ishibashi, L. Beran, M. Zahradnik, R. Antos, M. Kučera, M. Veis. Opt. Mat. Exp. **6**, *6*, 1986 (2016).
[35] M. Veis, E. Lišková, R. Antoš, Š. Višňovský, N. Kumar, D.S. Misra, N. Venkataramani, S. Prasad, R. Krishnan. Thin Solid Films **519**, 8041 (2011).
[36] Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова, Е.А. Евдищенко. Кристаллография **66**, *3*, 341 (2021).
[37] K.M. Mukimov, B.Yu. Sokolov, U.V. Valiev. Phys. Stat. Sol. A **119**, 307 (1990).
[38] A. Hasanpoura, M. Mozaffaria, J. Amighiana, H. Richertd, A. Lorenzd, M. Lindnerd, P. Gornertd, H. Heegne. J. Magn. Magn. Mat. **317**, 41 (2007).
[39] M. Deb, E. Popova, A. Fouchet, N. Keller. J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 455001 (2012).

Редактор Т.Н. Василевская