

05,08

Магнитооптические эффекты в наноструктурах $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$

© 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. Микеева 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 ($\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) на сапфировых подложках ($\text{r-Al}_2\text{O}_3$). Рассмотрены спектральные зависимости эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра в тонкопленочных наноструктурах $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$. Измерены дисперсия постоянной Верде и полярного эффекта Керра для подложки из монокристаллического диамагнитного $\text{r-Al}_2\text{O}_3$. Определены спектральные и полевые зависимости фарадеевского и керровского вращения пленок $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Показано, что диамагнитная прозрачная подложка $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ вносит слабый вклад в магнитооптические характеристики тонкопленочных наноструктур. Наличие магнитных неоднородностей в результате островкового роста пленок $\text{Bi}_x\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ сопровождается существенным снижением величины эффектов Фарадея и Керра. В то же время по порядку величины эффектов пленки $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ близки к пленкам $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на гранатовых подложках, что открывает перспективы для более широкого использования структур $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) и его висмут-замещенная форма BiYIG ($\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), 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 магнито-пассивного 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 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG), $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (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 ($\text{r-Al}_2\text{O}_3$). 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

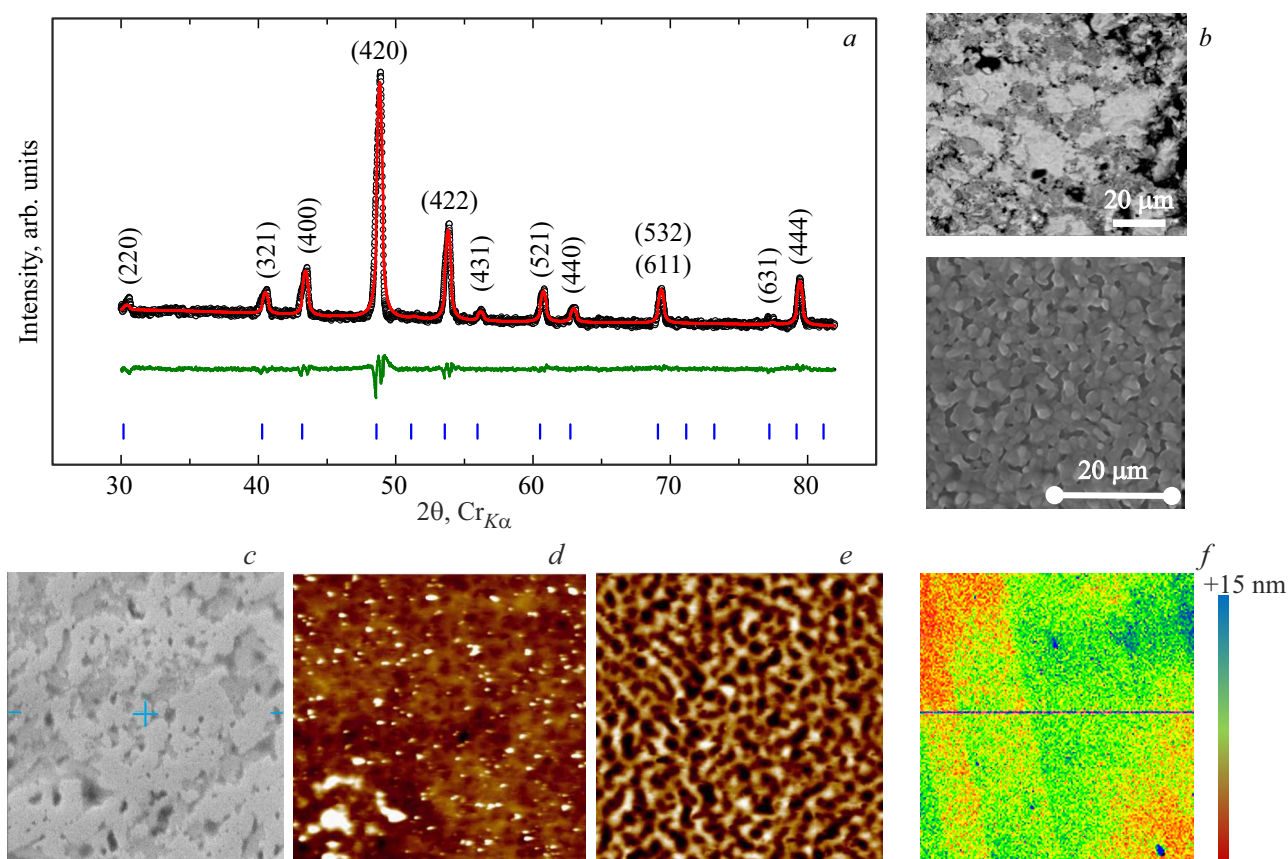


Рис. 1. (a) Дифрактограммы в больших углах $\theta - 2\theta$ для мишени $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (излучение $\text{CrK}\alpha$). Черные символы — экспериментальные значения, красная линия — расчет, зеленая линия — разность между экспериментом и расчетом. Вертикальные синие маркеры — положения 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 $20 \times 20 \mu\text{m}^2$). Виден четкий магнитный контраст, не связанный с морфологией поверхности пленки. (f) Данные оптической профилометрии для пленки BiYIG . Область сканирования $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. 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 $\text{BiYIG}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$, так и в монокристаллических пластинах $\text{r-Al}_2\text{O}_3$. Полученные образцы пленок BiYIG имеют

МО характеристики, сравнимые по величине с эффектами Фарадея и Керра в традиционных структурах BiYIG/GGG . Результаты работы являются 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 $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (пространственная группа $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$ (O_h)) для создания пленок были получены методом твердофазного синтеза. На рис. 1, a представлены полученные с помощью рентгеновского спектрометра Дрон-2M дифрактограммы, подтверждающие их однофазность и соответствие химического состава номинальному (постоянная решетки $a = 1.2444 \text{ nm}$). Результаты сканирующей электронной микроскопии (Tescan MIRA) с энергодисперсионным рентгеновским микроанализатором

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 эпитопированные (средняя шероховатость менее 0.7 nm) монокристаллические пластины из $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ [1102] размерами $10 \times 10 \text{ mm}^2$ и толщиной 0.5 mm. Наноструктуры $\text{BiYIG}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ 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 $T = 200^\circ\text{C}$. Детали синтеза пленок описаны в [16,17].

Для повышения структурного и магнитооптического совершенства синтезированные пленки BiYIG подвергались послеростовому отжигу в муфельной печи при $T = 650^\circ\text{C}$ 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 $d = 5 \text{ nm}$ и 11 nm характеризуются выраженной островковой структурой. При увеличении толщины слоя до $d \geq 28 \text{ nm}$ доля островков сокращается и пленки становятся более однородными (рис. 1, *c*). На магнитно-силовых 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, 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 $\sim 1\text{--}2 \text{ nm}$ (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 решетками $b = 0.475 \text{ nm}$ и $c = 1.297 \text{ nm}$ [21]. Из наиболее близких параметров можно отметить расстояние между двумя соседними плоскостями в подложке $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ с ориентацией [1102] $a = 0.348 \text{ nm}$ [22]. Для пленки BiYIG аналогичное расстояние между плоскостями (321) составляет $a = 0.331 \text{ nm}$.

Таким образом, в случае $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Bi}_x\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 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 $\text{BiYIG}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$.

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 $H = 10 \text{ kOe}$ 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 РКЕ для света с s-поляризацией, угле между поляризатором и анализатором $\alpha = 45^\circ$, в полях до $H = 12$ кОе, модулированных с частотой 2 Нз. 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 $\text{r-Al}_2\text{O}_3$

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 $V = \text{FE}/(H \cdot d)$ [23]. На рис. 2 представлены спектры $V(\lambda)$ для подложек $\text{r-Al}_2\text{O}_3$. Отличительной характеристикой $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ является почти бездисперсионный ход кривой во всем исследованном спектральном интервале. Подложка $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ обладает наименьшей величиной постоянной Верде среди исследованных нами материалов. Величина вращения для нее составляет $V \sim +0.03 \text{ min}/(\text{Oe} \cdot \text{cm})$, 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 $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ максимум $V(\lambda)$ в соответствии с шириной запрещенной щели $E_g \sim 8.8 \text{ eV}$ [24] должен достигаться при $\lambda_0 \sim 137 \text{ nm}$. 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 эпитолированной подложке, у которой обратная сторона является шероховатой или диффузно-рассеивающей. В данной работе спектральные зависимости РКЕ 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 РКЕ в спектральном интервале $300 < \lambda < 800 \text{ nm}$ ($4.1 < E < 1.5 \text{ eV}$) имеет отрицательный знак и малую величину в пределах погрешности измерений ($< 0.5 \text{ min}$). Похожая картина наблюдается для подложки, эпитолированной с обеих сторон. В этом случае эффект Керра сохраняет величину и отрицательный знак, однако в спектре появляются положительные выбросы в интервале длин волн $400 < \lambda < 600 \text{ nm}$

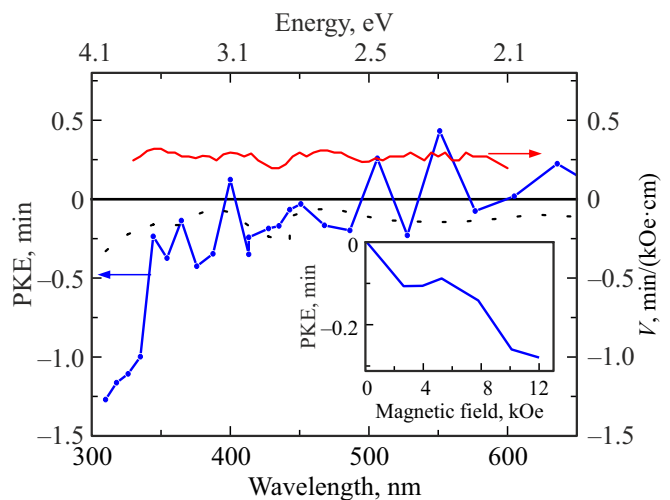


Рис. 2. Спектры полярного эффекта Керра (ПКЕ) для подложки, эпитолированной с двух сторон (сплошные линии), и подложки с диффузно-отражающей обратной стороной (пунктир) $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ в поле 7 кОе (левая шкала) и спектры постоянной Верде (V) в поле 4 кОе (правая шкала). На вставке приведена полевая зависимость ПКЕ при $\lambda = 400 \text{ nm}$ ($E = 3.1 \text{ eV}$).

(рис. 3). ЭК достигает максимальных значений порядка -1.5 min в области $E \geq 3.5 \text{ eV}$ ($\lambda < 330 \text{ nm}$), в которой проявляются межзонные оптические переходы для $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ [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 эпитолированная подложка $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ [26,28], связанного с влиянием внешнего магнитного поля на оптические свойства широкозонных диэлектриков типа Al_2O_3 ($E_g \sim 8.8 \text{ eV}$). Полевые зависимости эффектов Керра и Фарадея (вставка на рис. 2) для эпитолированной подложки $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ имеют разный знак и характерную для диамагнетиков линейную зависимость без насыщения в магнитных полях до 10 кОе [7,9,11,29].

Таким образом, величины фарадеевского и керровского вращения в прозрачных диамагнитных подложках $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 $\text{BiYIG}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$.

4. Магнитооптические характеристики наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ 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-Al₂O₃, 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 ПКЕ 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-Al₂O₃ по сравнению с наноструктурами близкого состава на гранатовых подложках [16,20], где оно составляет порядка 15–25 min в тех же условиях. Например, спектры ПКЕ, 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 ПКЕ 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 $t_2(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow t_{2g}(\text{Fe}^{2+})$ и $e_g(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow e_g(\text{Fe}^{2+})$ 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 ПКЕ имеет форму, характерную для состава Bi_{0.5}Y_{2.5}Fe₅O₁₂, а для пленки с $d = 54$ nm — для состава Bi_{2.5}Y_{0.5}Fe₅O₁₂ (красный сдвиг пика в спектре). Для толщин пленок $d \leq 28$ nm достоверных значений керровского вращения получить не удалось.

Как было показано в [20], спектры ПКЕ 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-Al₂O₃.

Следует отметить различие зависимостей ЭК, полученных для структур BiYIG/r-Al₂O₃ на эпитопированной и диффузно-отражающей подложках (на рисунке не показано), максимально выраженное в коротковолновой

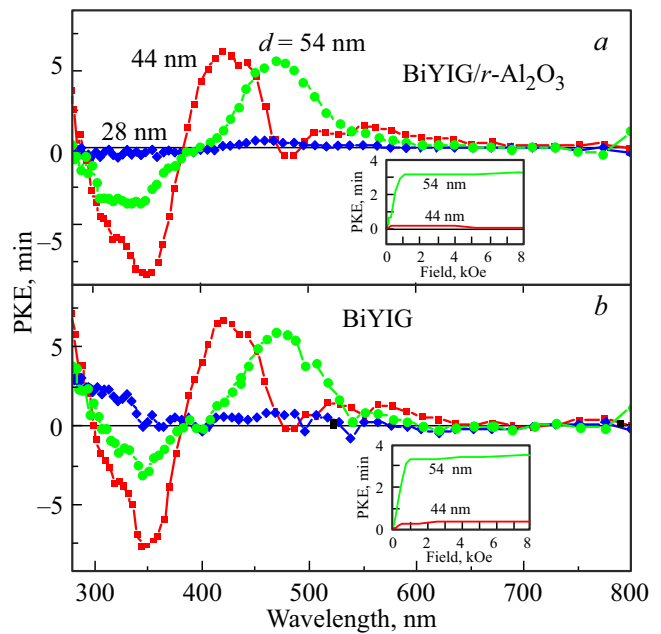


Рис. 3. Спектры полярного эффекта Керра (ПКЕ) для (a) наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ и (b) пленок BiYIG разной толщины (указаны на рисунке) в магнитном поле $H = 4$ kOe. Спектры пленок получены после вычета вклада подложки. На вставках — полевые зависимости ПКЕ для наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ (вверху) и пленок 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 подложки существенно искажает форму полевых зависимостей эффекта Керра в наноструктурах. В данном случае в наноструктуре BiYIG/r-Al₂O₃ 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-Al₂O₃ 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-Al₂O₃ приводит к уменьшению намагниченности и, как следствие, к уменьшению фарадеевского вращения до $\sim 10\text{--}20\text{ min}$ в широкой спектральной области от 320 до 650 nm (рис. 4, а). Однако форма спектральных кривых для пленки $d = 54\text{ nm}$ остается близкой к спектрам FE для пленок BiYIG на GGG [20]. Отрицательная часть кривой ЭФ при $\lambda < 350\text{ nm}$ связана с переходами с переносом заряда из р-О состояний в 3d-Fe состояние в октаэдрических комплексах [6,33]. Положительный эффект в интервале $350 < \lambda < 490\text{ nm}$ связан с переходами типа $t_2(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow t_{2g}(\text{Fe}^{2+})$ и $e_g(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow e_g(\text{Fe}^{2+})$. При $\lambda > 490\text{ nm}$ 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 фарадеевского 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-Al₂O₃ эффект уменьшается примерно в три раза ($\leq 20\text{ min}$ в поле $H \sim 7\text{ kOe}$) и может быть достоверно измерен только для пленок толщиной $d = 44$ и 54 nm .

Как в случае РКЕ, так и для FE, вращение плоскости поляризации света в массивных подложках аддитивно проявляется в спектральных и полевых зависимостях МО эффектов для наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ (вставка на рис. 4, а). Так, только после вычитания вклада подложек в полевых зависимостях удельного фарадеевского вращения F ($F = \text{FE}/d$) появляется перегиб с выходом на насыщение, как для намагниченности, так и для РКЕ. При этом максимальная величина F составляет $\sim 4\text{ deg}/\mu\text{m}$ в полях $H > 2\text{ kOe}$ для длины волны 413 nm (вставка на рис. 4, б). Известно, что типичные значения удельного вращения для кристаллов и толстых пленок BiYIG в области положительного максимума составляют порядка $20\text{--}25\text{ deg}/\mu\text{m}$ ($200000\text{ deg}/\text{cm}$) в полях $H_S > 2\text{ kOe}$ [1,6–8,35,37–39]. Полученные нами значения FE для наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ того же порядка, что может свидетельствовать об удовлетворительном МО качестве полученных пленок BiYIG на подложках r-Al₂O₃.

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

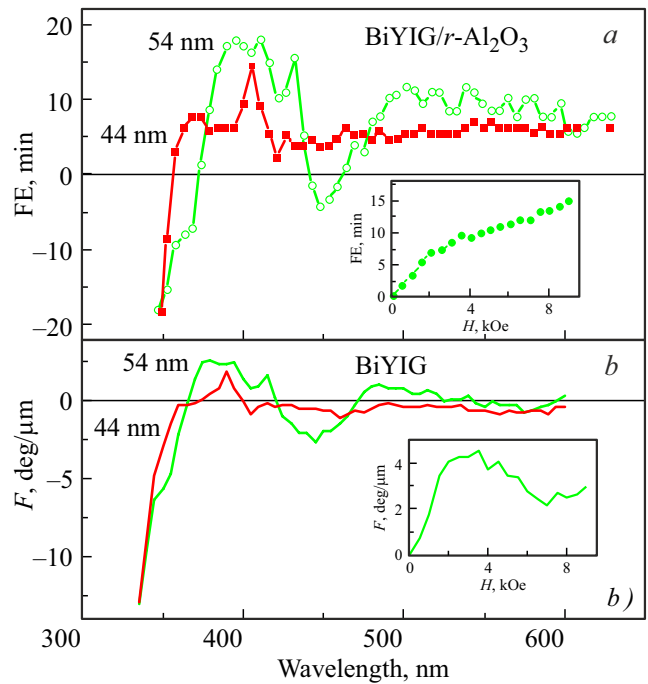


Рис. 4. (а) Спектральная зависимость эффекта Фарадея (FE) для наноструктур BiYIG/r-Al₂O₃ и (б) спектры удельного фарадеевского вращения (F) для пленок BiYIG разной толщины, полученные после вычета вклада подложки, в поле $H = 7\text{ kOe}$. На вставках приведены соответствующие полевые зависимости FE на длине волны $\lambda = 413\text{ nm}$ ($E = 3\text{ eV}$): (вверху) для структуры BiYIG/r-Al₂O₃ 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-Al₂O₃, 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 ($d > 30\text{ nm}$) [16,20]. Однако более выраженная магнитная неоднородность пленок BiYIG на r-Al₂O₃ приводит к большему искажению спектральных и полевых зависимостей МО параметров, а в пленках с толщиной $d < 28\text{ nm}$ 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-Al₂O₃ обладают минимальной величиной МО эффектов со слабыми дисперсионными характеристиками по сравнению с гранатовыми подложками. Магнитооптические эффекты Керра и Фарадея в тонкопленочных наноструктурах BiYIG/r-Al₂O₃ 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 5, 11, 28, 44 и 54 nm, полученных методом магнетронного распыления на подложках диамagnetного диэлектрика $\text{r-Al}_2\text{O}_3$.

Исследованы особенности спектральных и полевых характеристик эффектов Фарадея и полярного эффекта Керра в пластинах монокристаллического сапфира с r -ориентацией. Установлено, что магнитооптические эффекты для $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной больше 44 nm удельное фарадеевское вращение в диапазоне энергий 1.5–4.1 eV выше, чем в подложках $\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$.

Магнитные неоднородности в пленках $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ 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 $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$ иллюстрируют потенциальную возможность их применения как для фундаментальных исследований, так и для оптимизации методики синтеза магнитных наноструктур на основе железитриевого граната и создания новых функциональных элементов оптоэлектронных устройств на подложках $\text{r-Al}_2\text{O}_3$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ для ИФМ УрО РАН. Формирование пленок методом магнетронного распыления выполнялось в рамках проекта РНФ № 24-42-02008. Рентгено-спектральные 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 magneto-optics and magneto-optical 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. Alisafae, 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. Sutorin, 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. Лошкарёва, 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. Zheleznev, 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. Магнитооптические 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. Krichevstov, 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. Onbaşlı. *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