

02

## Особенности магнитооптических эффектов Фарадея и Керра в наноразмерных пленках $Y_3Fe_5O_{12}$ и подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ , $Nd_3Ga_5O_{12}$

© Ю.П. Сухоруков<sup>1</sup>, А.В. Телегин<sup>1</sup>, И.Д. Лобов<sup>1</sup>, А.М. Коровин<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: telegin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 31.05.2024 г.

В окончательной редакции 29.07.2024 г.

Принята к публикации 29.07.2024 г.

Магнитооптические эффекты Фарадея и Керра для сверхтонких пленок железиттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  и монокристаллических подложек  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Nd_3Ga_5O_{12}$  были исследованы в видимой области спектра  $1.3 < E < 4.5$  eV в полях до 1 Т. Определена постоянная Верде для подложек  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Nd_3Ga_5O_{12}$ , которая для энергии 3.5 eV достигает  $+1048$  min/(Т·см) и  $-4000$  min/(Т·см) соответственно. Исследованы особенности спектров эффекта Фарадея и Керра для тонкопленочных структур  $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Y_3Fe_5O_{12}/Nd_3Ga_5O_{12}$ , связанные с магнитооптическими свойствами немагнитных диэлектрических подложек. Показано, что при исключении вклада от подложек спектральные и полевые зависимости магнитооптических эффектов в наноразмерных пленках соответствуют данным для объемного  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Проведена оценка релаксационного слоя и показано, что даже наноразмерные пленки, соразмерные с толщиной критического слоя, могут обладать удельным фарадеевским вращением ( $\sim 15-20$  deg/ $\mu$ m), близким к объемным материалам, что демонстрирует высокое качество полученных образцов.

**Ключевые слова:** эффект Фарадея, эффект Керра, железиттриевый гранат, постоянная Верде, тонкие пленки, интерфейсные явления.

DOI: 10.61011/OS.2024.07.58897.6245-24

### Введение

Магнитооптические (МО) эффекты Фарадея и Керра в кристаллах и пленках ферритмагнитного железиттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) интенсивно изучались с середины прошлого века и сегодня используются в широком ряде оптоэлектронных устройств ([1–3] и ссылки в них). В настоящее время технологии синтеза позволяют контролировать структуру и состав материала на монокристаллическом уровне, что необходимо для развития наноэлектроники. Поэтому большой интерес проявляется к пленкам YIG толщиной менее 100 нм и наноструктурированным материалам на их основе. Необходимость создания пленок нанометровых толщин ( $d$ ) объясняется уменьшением оптических потерь ( $D_Y = 10 \lg[Y_{in}/Y_{out}]$ , где  $Y_{in}$  и  $Y_{out}$  — интенсивности падающего и прошедшего света через пленку) устройств на их основе. Однако для успешной интеграции с другими планарными элементами СВЧ, опто- и наноэлектроники сверхтонкие пленки также должны обладать МО параметрами, близкими к объемным материалам, слабым затуханием электромагнитного излучения и т. д.

В то же время известно, что при толщинах менее 100 нм МО свойства магнетиков, в том числе и YIG, могут существенно изменяться. В первую очередь это уменьшение намагниченности в результате усиления вкладов интерфейса пленка-подложка и поверхности пленки, проявление резонансов в многослойных струк-

турах, увеличение МО добротности и т. д. [1,4,5]. Особая роль в тонкопленочных структурах отводится исследованиям свойств магнитно-пассивного и так называемого магнитно-мертвого слоя, суммарная толщина которых становится сравнима с толщиной пленки, а также поверхностным состоянием ([6–8] и ссылки в них). Кроме того, для наноразмерных пленок величины фарадеевского вращения и эффекта Керра становятся соизмеримыми с их значениями в массивных парамагнитных подложках при тех же условиях [9–12].

Таким образом, при определении МО параметров тонкопленочных структур YIG/подложка возникают задачи, связанные с необходимостью учета вклада МО свойств подложки, определения роли интерфейса пленка-подложка, а также поиском условий, при которых МО наноразмерных пленок YIG сохраняются как в объемных материалах.

Для решения этих задач были использованы монокристаллические сверхтонкие пленки YIG, полученные на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Nd_3Ga_5O_{12}$ , создающих эпитаксиальные напряжения в пленке разного знака и величины. Проведен анализ особенностей эффектов Фарадея и Керра в полученных тонкопленочных структурах YIG/ $Gd_3Ga_5O_{12}$  и YIG/ $Nd_3Ga_5O_{12}$ , пленках YIG и отдельно подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Nd_3Ga_5O_{12}$ . Определена величина релаксационного слоя и оценена роль подложек в формировании эффектов Фарадея и Керра в наноразмерных пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

### Экспериментальная часть

Образцы в виде пленок  $Y_3Fe_5O_{12}$  толщиной  $d = 10$  и  $23$  nm были выращены методом молекулярной лазерной эпитаксии [13,14] на двусторонне-полированных подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$ –GGG(111) толщиной  $d = 0.5$  mm [15]. Одна пленка толщиной  $d = 20$  nm была выращена на подложке  $Nd_3Ga_5O_{12}$ –NdGG(111) [16]. Перед выращиванием пленок подложки отжигались на воздухе при температуре  $T = 1000^\circ C$  в течение 3 h. Шероховатость поверхности подложек на площади  $25 \times 25 \mu m$  составляла  $\leq 0.5$  nm. Пленки выращивались в камере осаждения при давлении  $P = 10^{-5}$  Pa в атмосфере кислорода  $P_O = 4$  Pa чистотой 9.99% и температуре подложки  $T_s = 650^\circ C$  для пленок на GGG и  $700^\circ C$  для пленки на NdGG. Осаждение пленок происходило при облучении мишени  $Y_3Fe_5O_{12}$  высокой чистоты 99.99% лазером с длиной волны  $\lambda = 248$  nm и мощностью  $P = 3$  W/cm<sup>2</sup>.

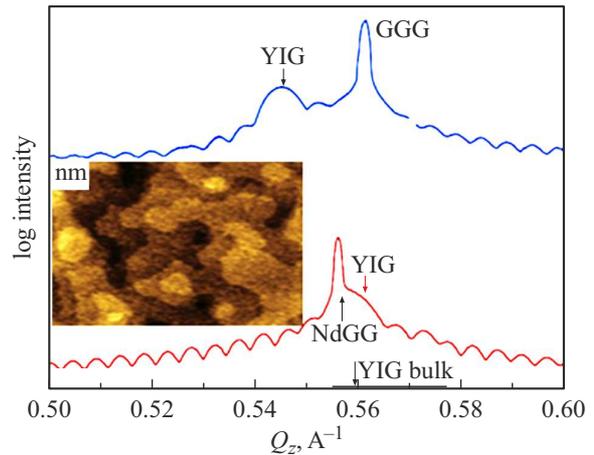
Процесс роста пленок контролировался методом дифракции высокоэнергетических электронов. Толщина пленок определялась по времени осаждения и рентгеновским данным. Химический состав мишени и пленок контролировался рентгеновскими методами (рентгено-спектральный микроанализ, рентгеновская дифракция) и электронной микроскопии. Качество образцов подтверждается атомарно-гладкими поверхностями пленок, полученными на атомно-силовом микроскопе (вставка на рис. 1). Из данных рентгеновской дифракции для структур YIG/NdGG и YIG/GGG в сравнении с объемным YIG следует, что пленки испытывают растягивающие напряжения в области интерфейса с подложкой GGG и напряжения сжатия с подложкой NdGG (рис. 1). Это соответствует силам связи, возникающим в результате различия параметров кристаллических решеток на границе раздела между ориентированными пленками и подложками [4]. Более детально процесс синтеза и послеростовой обработки пленок YIG на разных подложках приведен в [13–15].

Эффект Фарадея ( $f$ ) в структурах и подложках измерялся при комнатной температуре с использованием решеточного монохроматора в диапазоне энергий от 2 до 3.8 eV и в магнитных полях до  $H = 0.8$  T по однолучевой модуляционной методике при угле между кварцевыми поляризатором и анализатором  $\alpha = 45^\circ$ . С учетом малых углов фарадеевского вращения в образцах величина  $f$  определялась по формуле [17]

$$f = (45/\pi)(\delta I/I_0) [\text{deg}], \quad (1)$$

где  $\delta I$  — изменение интенсивности сигнала на фотоприемнике при противоположных направлениях магнитного поля,  $I_0$  — интенсивность сигнала на фотоприемнике при  $H = 0$ , которая определялась как  $I_0 = I_{\parallel} \cos^2(\alpha)$ ,  $I_{\parallel}$  — интенсивность сигнала при параллельных поляризаторе и анализаторе.

Удельное фарадеевское вращение рассчитывалось по отношению  $F = f/d$  [deg/μm].



**Рис. 1.** Рентгеновские дифрактограммы для структур YIG/GGG (синяя линия) и YIG/NdGG (коричневая линия). Стрелки указывают положение характерных максимумов для пленок YIG, кристалла YIG, подложек GGG и NdGG. На вставке приведено увеличенное изображение поверхности пленки YIG по данным АСМ.

Полярный эффект Керра ( $\phi_K$ ) измерялся на тех же образцах на отдельной установке в спектральном диапазоне от 1.3 до 4.5 eV в полях до  $H = 1.2$  T. Использовалась стандартная оптическая схема, включающая ксеноновую лампу ДКСШ-120 W, решеточный монохроматор, кварцевые поляризатор и анализатор, образец на концентраторе поля электромагнита и фотоэлектронный усилитель ФЭУ-100. Измерения выполнены по модуляционной методике, при этом образец перемагничивался с частотой 2 Hz. При этом каждое измерение начиналось из размагниченного состояния образца. Измерения  $\phi_K$  проводились со стороны пленки при угле падения света  $\Theta = 52^\circ$  к намагниченности  $\mathbf{M} \parallel z$ -оси, совпадающей с направлением нормали к поверхности пленки и распространения света, при  $s$ -поляризации падающего излучения и  $\alpha = 45^\circ$  (относительно  $s$ - и  $p$ -поляризаций). Эллиптичность отраженного света не определялась ввиду ограничений методики измерений и установки.

В эксперименте фиксировалось изменение интенсивности отраженного света, которое затем по закону Малюса (на линейном участке) переводилось во вращение. Погрешность измерений составила  $\sim 5\%$ . Для удобства сравнения с литературными данными полученные значения  $\phi_K$  приводились к номинальным значениям эффекта Керра при  $\Theta = 0^\circ$  с учетом коэффициента  $K = \phi_K(\Theta = 0^\circ)/\phi_K(\Theta = 52^\circ)$ , исходя из выражения [1]

$$\phi_K(\Theta) = i[N^2(\sin \Theta \operatorname{tg} \Theta + (N^2 - \sin^2 \Theta)^{0.5})]Q / [(N^2 - 1)(N^2 - \operatorname{tg}^2 \Theta)], \quad (2)$$

где  $N$  — показатель преломления YIG или GGG, NGG (при этом показатель преломления воздуха считался равным 1), а  $Q$  — МО фохтовский параметр.

Величина  $K$  составила 0.592 для пленочных структур YIG/GGG и YIG/NdGG и 0.544 для подложек GGG и NGG.

## Эффект Фарадея в подложках GGG, NGG и наноразмерных пленках YIG

Как отмечалось во введении, образование интерфейса на границе пленка-подложка приводит к появлению релаксационного слоя [6], который может существенно повлиять на магнитные характеристики и соответственно эффекты Фарадея и Керра в сверхтонких пленках YIG. С целью определения роли интерфейса в формировании МО свойств наноразмерных пленок использовались два типа подложек: GGG и NdGG. При этом эффект Фарадея дает прямую информацию об объемных магнитных свойствах структур YIG/GGG и YIG/NdGG, а эффект Керра отражает магнитные характеристики поверхности.

На рис. 2 представлены спектры эффекта Фарадея  $f(\lambda)$  для структур YIG/GGG, YIG/NdGG и монокристаллических подложек GGG, NdGG. Для удобства анализа там же представлены спектры  $f(\lambda)$  для пленок YIG, полученные после вычитания вклада от подложек. Из сравнения экспериментальных данных видно, что  $f(\lambda)$  в массивных подложках больше или сопоставим с эффектом в наноразмерных пленках YIG. Для подложек эффект Фарадея демонстрирует общую тенденцию коротковолнового роста, однако имеет разный знак (рис. 2, *a*), что соответствует литературным данным по исследованию эффекта Фарадея в редкоземельных ионах [4,18]. Данная особенность проявлялась и в коротковолновой части спектров эффекта Фарадея в пленках YIG (рис. 2, *b, d*). Тонкая структура спектров  $f(\lambda)$  для NdGG, была описана в работах [8,9], где она связывалась с  $5d$ -переходами  $4f^3 \rightarrow 4f^2$  в редкоземельных ионах  $Nd^{3+}$ . В нашем случае наблюдался только размытый максимум, что связано с относительно широким шагом оптических спектральных измерений ( $\Delta\lambda = 10$  nm).

На рис. 2, *c* и *d* представлены спектры постоянной Верде  $V = f/(Hd)$  для подложек и удельного фарадеевского вращения ( $F$ ) для пленок. Для подложки GGG константа  $V$  демонстрирует близкий к линейному рост от +428 до +1048 min/(T·cm) в интервале от  $\lambda = 620$  nm (2 eV) до  $\lambda = 320$  nm (3.9 eV) (рис. 2, *c*). Эти данные согласуются с работами [7,11,19], где было показано, что постоянная Верде для GGG достигает наибольшей величины в области резонансного перехода при  $\lambda_0 = 153$  nm [11]. Для подложки NdG константа  $V$  отрицательная и возрастает от -560 до -4000 min/(T·cm) в том же спектральном диапазоне (рис. 2, *c*), как в работах [8,20]. Грубая оценка  $\lambda_0$  по выражению  $1/V = \text{const}(\lambda_0^2 - \lambda^2)$  дает величину  $\lambda_0 \sim 240$  nm, что близко к внутрицентровым переходам типа  $4I_{9/2} \rightarrow 4P_{1/2}$  между штарковскими уровнями иона  $Nd^{3+}$  [21]. Отметим, что постоянная Верде для NdGG-подложки почти в два раза выше, чем для GGG, что может быть

обусловлено близостью значения  $\lambda_0$ , а также влиянием поля на магнитную подрешетку с ионами  $Nd^{3+}$  [14,20].

Наличие положительного эффекта Фарадея в пленках YIG приводит к увеличению суммарного эффекта в структуре YIG/GGG и уменьшению в структуре YIG/NdGG. Отметим, что увеличение толщины пленки в два раза сопровождается пропорциональным усилением эффекта (рис. 2). Известно, что удельное фарадеевское вращение  $F(\lambda)$  для качественных магнитных пленок должно совпадать независимо от их толщины или типа подложки. В нашем случае рис. 2, *d* демонстрирует, что полученные значения  $F(\lambda)$  для наноразмерных пленок YIG на разных подложках близки друг другу. Важным результатом является также то, что максимальные значения удельного вращения  $F$  в сверхтонких пленках достигают почти 20 deg/ $\mu\text{m}$  (рис. 2, *d*), что всего примерно в два раза меньше, чем в лучших образцах монокристаллов YIG [22] и в 6 раз больше, чем в эпитаксиальных слоях YIG, полученным стандартным методом жидкофазной эпитаксии [20]. Это свидетельствует о высоком МО качестве тонкопленочных образцов, полученных методом лазерной абляции.

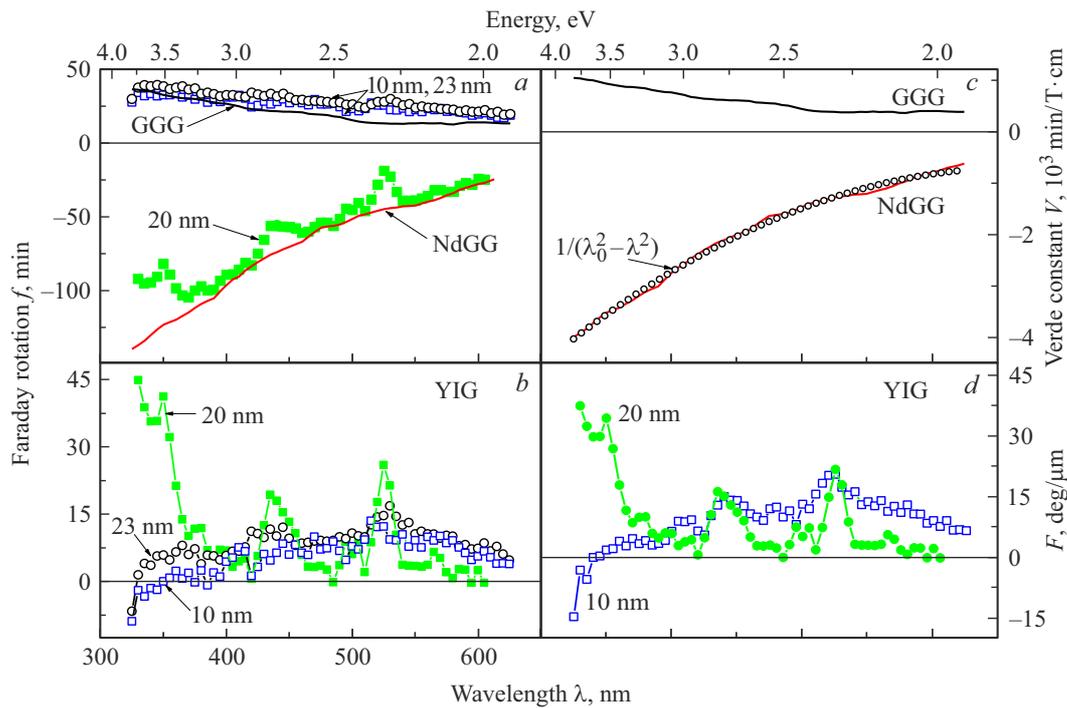
Особенностью пленок YIG является наличие двух интенсивных полос в спектрах  $F(\lambda)$  при  $\lambda_1 \sim 430$  nm (2.9 eV) и  $\lambda_2 \sim 520$  nm (2.4 eV), близких к данным [22,23]. Из литературы известно, что полоса при  $\lambda_1$  связана с запрещенными по четности переходами из  $t_{1g}(\pi)$ - в  $t_{2g}(\pi)$ -состояния комплексов  $Fe^{3+}-O^{2-}$  октаэдрической подрешетки, а полоса при  $\lambda_2$  — с  $d-d$ -переходами в ионах  $Fe^{3+}$  в тетраэдрической подрешетке [21,23,24]. Известно, что в спектрах эффекта Фарадея для YIG имеется смена знака при  $\lambda \sim 350$  nm ( $\sim 3.5$  eV) [20,24]. Подобное поведение было зафиксировано только в структуре YIG/GGG (рис. 2, *b* и *d*), тогда как для YIG/NdGG наблюдался только монотонный рост  $F(\lambda)$  без смены знака.

Для оценки влияния релаксационного слоя, образованного на границе раздела пленка/подложка из-за несоответствия параметров  $f_c = (a - b)/a$  кристаллических решеток пленки ( $a$ ) и подложки ( $b$ ), на МО свойства пленок была проведена оценка критической толщины пленки  $h/a$ . В первом приближении, когда постоянные решетки пленки и подложки отличаются незначительно, величину  $h/a$  можно получить из уравнения, предложенного в работе [6]:

$$\ln[2\pi f_c e / (1 - \sigma)] + 4\pi(1 - \sigma)^2 h f_c / [(1 - 2\sigma)a] = 0, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — коэффициент Пуассона (для нашего случая  $a = 0.3$  [6]),  $f_c = 0.001$  для YIG/GGG и  $f_c = 0.014$  для YIG/NdGG.

Из выражения (3) следует, что для структуры YIG/GGG величина  $h/a \sim 20$ , а для YIG/NdGG —  $h/a \sim 5$ . Напряжения и высокая плотность дислокаций смещения в релаксационном слое приводят к деформации и разрушению магнитных подрешеток YIG в интерфейсе пленка/подложка и соответственно уменьшению величины эффекта Фарадея в пленках толщиной



**Рис. 2.** (a) Спектры эффекта Фарадея ( $f$ ) для подложек GGG и NdGG (сплошная линия), структур YIG/GGG с толщиной пленки  $d = 10$  nm,  $d = 23$  nm и YIG/NdGG с  $d = 20$  nm при  $H = 0.7$  T. (b) Спектры  $f$  для пленок YIG за вычетом вклада соответствующей подложки. (c) Спектры постоянной Верде ( $V$ ) для подложек GGG и NdGG, символы — обработка по формуле  $1/(\lambda_0^2 - \lambda^2)$ . (d) Спектры удельного эффекта Фарадея ( $F$ ) для пленок  $d = 10$  nm и  $d = 20$  nm при  $H = 0.7$  T.

менее  $\sim 25$  nm для структуры YIG/GGG. Однако на эксперименте этого явно не прослеживается (рис. 2, d), что, возможно, требует отдельного исследования набора пленок YIG разной толщины (большие и меньшие  $h/a$ ) и/или более точной оценки величины  $h/a$ .

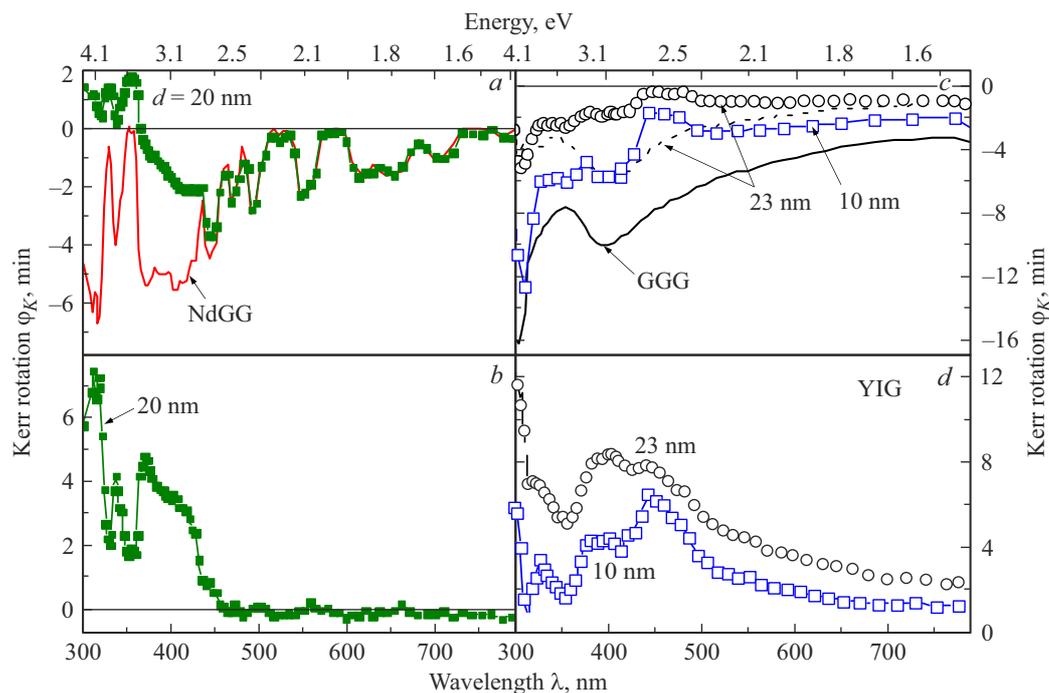
Таким образом, наноразмерные пленки YIG толщиной, близкой и меньше критической, демонстрируют такую же величину удельного фарадеевского вращения, как и объемные кристаллы YIG.

### Эффект Керра в наноразмерных пленках YIG и подложках GGG, NGG

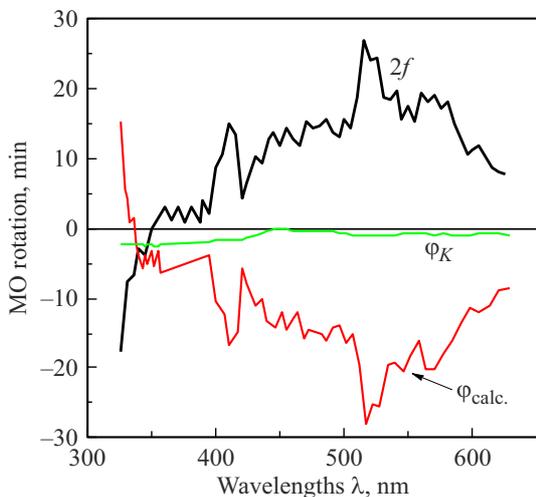
Представленный на рис. 3, a спектр полярного эффекта Керра для двусторонне полированной NdGG-подложки логично связать с интерференцией в отраженном свете, как в работе [25]. Однако при анализе зависимости типа  $\varphi_K \sim 1/\lambda$  (не показано) периодичность полос в спектре  $\varphi_K$  отсутствует. Таким образом, интенсивные особенности в спектре  $\varphi_K$  могут быть связаны только с внутрицентровыми электронными переходами в  $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , детально рассмотренными в работах [13,21]. Важно отметить, что при вычитании  $\varphi_K$  подложки NdGG из спектра структуры YIG/NdGG был получен спектр пленки (рис. 3, b), который по виду напоминает спектр полярного эффекта Керра в объемных поли- и монокристаллах YIG [26,27]. В спектре пленки имеются выраженные полосы с максимумами

при  $E_1 \sim 4$  eV и  $E_2 \sim 3.4$  eV, связанные с электродипольными переходами в октаэдрической подрешетке из  $2p$ -кислородных состояний в  $t_{1g}$  и  $t_{2g}$  спин-орбитально расщепленные  $3d$ -состояния ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Особенности  $\varphi_K(\lambda)$  при  $\lambda = 330$  nm (3.8 eV) и 354 nm (3.5 eV), скорее всего, обусловлены проявлением оптических свойств подложки NdGG (рис. 3, a и b).

В подложке GGG величина отрицательного  $\varphi_K(\lambda)$  заметно больше, чем в NdGG, и быстро растет с уменьшением длины волны (рис. 3, c). Влияние подложки на поведение эффекта Керра хорошо видно из сравнения спектральных кривых  $\varphi_K(\lambda)$  для структуры YIG/GGG, полученных при падении света со стороны пленки и со стороны подложки (рис. 3, c). На рис. 3, d приведены спектры  $\varphi_K$  для наноразмерных пленок YIG, полученные после вычитания аддитивного вклада парамагнитной подложки GGG из спектров структур YIG/GGG. Заметим, что эффект становится положительным во всем спектральном диапазоне, а форма спектров согласуется с экспериментальными и расчетными данными для YIG [26–28]. Можно также отметить исчезновение смены знака эффекта (рис. 3, b) вследствие появления интенсивного положительного фона при  $\lambda > 400$  nm ( $E < 3$  eV). Природа такого сдвига спектров, вероятнее всего, связана с влиянием подложки, а также усилением низкоэнергетических переходов между расщепленными кристаллическим полем  $3d$ -состояниями ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в октаэдрической и тетрагональной подрешетках в релаксационном слое пленки [1].



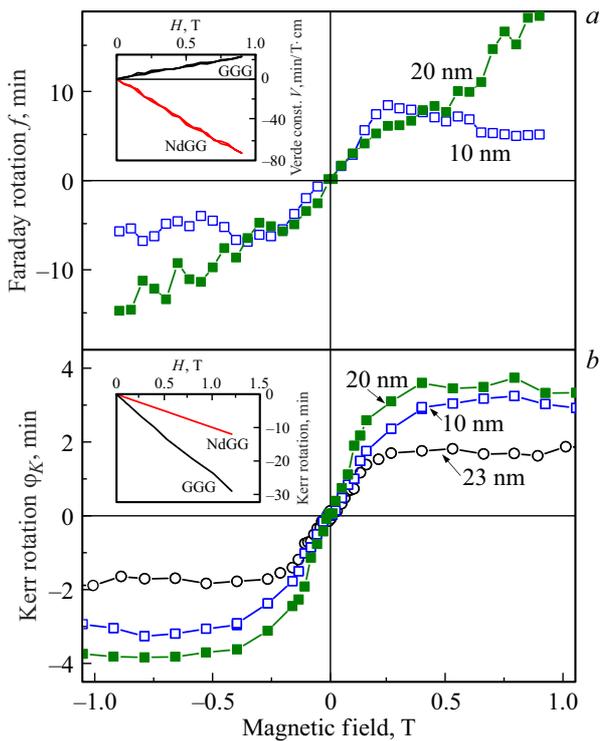
**Рис. 3.** (а) Спектры полярного эффекта Керра ( $\varphi_K$ ) для структуры YIG/NdGG с пленкой толщиной  $d = 20$  nm и подложки NdGG при  $H = 0.4$  Т. (б) Спектр  $\varphi_K$  для пленки YIG  $d = 20$  nm за вычетом парамагнитного вклада подложки NdGG. (с) Спектры  $\varphi_K$  для структур YIG/GGG с пленкой  $d = 23$  nm и 10 nm и подложки GGG при  $H = 0.4$  Т. Штрихами приведен спектр эффекта Керра для YIG/GGG с пленкой  $d = 23$  nm, измеренный со стороны подложки. (д) Спектры  $\varphi_K$  для пленок YIG с  $d = 23$  nm и 10 nm за вычетом вклада от подложки GGG.



**Рис. 4.** Экспериментально полученные спектры эффекта Керра и удвоенного эффекта Фарадея ( $2f$ ) для пленки YIG толщиной  $d = 23$  nm и расчетный спектр эффекта Керра ( $\varphi_{calc}$ ).

Ранее нами отмечался заметный вклад отраженного от подложки света в эффект магнитопоглощения (магнитопротекания) в пленках легированных манганитов лантана [29]. Также были проведены оценки вклада эффекта Фарадея в поглощение неполяризованного света в монокристалле  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  в магнитном поле [30].

В работе [13] авторами было указано на возможное влияние фарадеевского вращения на спектр эффекта Керра пленки YIG в структуре YIG/NdGG. Полученные нами экспериментальные данные на пропускание и отражение света позволяют в первом приближении непосредственно оценить аддитивный вклад эффекта Фарадея в эффект Керра (рис. 4) для пленок YIG с учетом угла падения и двойного прохождения света в толщине пленки вследствие его отражения от границы раздела пленка/подложка. Как видно из рисунка, после вычета эффекта Фарадея спектр  $\varphi_K$  заметно меняется: проявляются полосы при  $\lambda = 430$  nm (2.9 eV) и  $\lambda = 520$  nm (2.4 eV). Однако эффект остается отрицательным и в максимуме достигает значения  $-30$  min, что сильно превышает известные экспериментальные и расчетные данные [1,13,24–28]. Таким образом, вклад фарадеевского вращения в спектры полярного эффекта Керра для структур YIG/подложка может иметь место, однако его количественная оценка затруднена. Известно, что в случае диффузно-отражающей поверхности можно исключить из спектров  $\varphi_K$  пленок YIG вклады, связанные с отраженным светом (эффект Фарадея, эллиптичность и т.д.). Для проверки этого предположения необходимы детальные исследования в прошедшем и отраженном свете пленок, полученных как на полированных с обеих сторон подложках, так и на подложках с шероховатой обратной стороной, что выходит за рамки настоящей работы.



**Рис. 5.** (а) Полевые зависимости эффекта Фарадея ( $f$ ) для пленок YIG толщиной  $d = 10$  nm и 20 nm при  $\lambda = 390$  nm (3.2 eV) за вычетом вклада от подложки. На вставке — зависимость от  $H$  постоянной Верде ( $V$ ) для подложек GGG и NdGG при  $\lambda = 350$  nm (3.5 eV). (б) Полевые зависимости полярного эффекта Керра ( $\varphi_K$ ) для пленок YIG толщиной  $d = 23$  nm при  $\lambda = 350$  nm (3.5 eV),  $d = 10$  nm при  $\lambda = 400$  nm (3.1 eV) и  $d = 20$  nm при  $\lambda = 440$  nm (2.8 eV) за вычетом парамагнитного вклада от соответствующей подложки. На вставке — полевые зависимости эффекта Керра для подложек GGG и NdGG при  $\lambda = 400$  nm.

### Полевые зависимости МО эффектов в пленках YIG и подложках GGG, NGG

Выше было показано, что наноразмерные пленки обладают МО свойствами, близкими к объемному YIG. На вставках к рис. 5 приведены полевые зависимости постоянной Верде  $V(H)$  и эффекта Керра для подложек GGG и NdGG в полях до 1 Т. Кривые  $V(H)$  и  $\varphi_K(H)$  демонстрируют характерную для парамагнетиков линейную зависимость без насыщения [13,17,31], но с противоположными знаками и разной степенью наклона кривой. Заметим, что значения  $V$  и  $\varphi_K$  для NdGG существенно выше, чем для GGG, что, по мнению авторов [30], обусловлено влиянием магнитного поля на магнитные подрешетки NdGG.

На рис. 5, а и б представлены полевые зависимости эффекта Фарадея  $f(H)$  и Керра  $\varphi_K(H)$  для пленок YIG, полученные после вычитания вклада подложек в эффект Фарадея в структурах YIG/подложка. Надо отметить, что в виду сильного вклада подложки в области коротких длин волн полевые зависимости  $f(H)$  в образцах

были измерены в окрестности максимумов эффекта при  $\lambda \geq 350$  nm ( $\sim 3.5$  eV) (рис. 3). Однако, несмотря на это, не всегда было возможно выделить эффект Фарадея в наноразмерной пленке. Например, для пленки YIG/NdGG толщиной 20 nm на выбранной длине волны был зафиксирован только слабый излом на кривой  $f(H)$ , сопровождающийся дальнейшим линейным ростом, что, возможно, связано с влиянием фарадеевского вращения подложки (рис. 2, с). В остальных пленках на GGG наблюдался обычный, как для полевой зависимости намагниченности ферромагнетиков, выход кривых  $f(H)$  на насыщение в поле  $H_S \sim 0.2$  Т.

В отличие от эффекта Фарадея в эффекте Керра поле насыщения  $S$  практически не зависит от толщины пленки и типа подложки (рис. 5, б). Вид кривых  $\varphi_K(H)$  для всех исследуемых наноразмерных пленок определяется их полевыми зависимостями намагниченности. Небольшое расхождение величин эффекта и поля насыщения для пленок от известных литературных данных может быть связано с разным качеством исследованных образцов, анизотропией формы, а также с трудностями учета вклада МО свойств подложек. Например, для структуры YIG/NdGG уменьшение  $H_S$  до  $\sim 0.17$  Т соответствует отрицательному вкладу магнитной анизотропии ( $H_a \sim 0.1$  Т [10,32]), способствующей ориентации магнитного момента, перпендикулярного поверхности пленки.

### Заключение

Полученные тонкопленочные структуры в виде наноразмерных пленок  $Y_3Fe_5O_{12}$  толщиной 10, 20 и 23 nm, осажденных методом молекулярной лазерной эпитаксии на диэлектрических подложках из гадолиний-галлиевого  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и неодим-галлиевого граната  $Nd_3Ga_5O_{12}$ , демонстрируют высокое структурное совершенство и МО качество, характерное для объемных пленок, моно- и поликристаллов  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Величина удельного фарадеевского вращения пленок в максимуме составила 15–20 deg/ $\mu$ m, полярного эффекта Керра — порядка 5–10 min. Полевые зависимости эффекта Фарадея в пленках демонстрируют насыщение в полях  $\sim 0.2$  Т при длинах волн больше 350 nm. Для более коротких длин волн проявляется сильный парамагнитный вклад подложек. В то же время поле насыщения в эффекте Керра почти не зависит от толщины пленки и типа подложки.

Показано, что величины эффектов Фарадея-Керра в наноразмерных пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$  меньше или сопоставимы с эффектами для подложек  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и  $Nd_3Ga_5O_{12}$ . Полученные параметры постоянной Верде подложек составляют +1048 min/(T·cm) для  $Gd_3Ga_5O_{12}$  и -4000 min/(T·cm) для  $Nd_3Ga_5O_{12}$  при  $\lambda = 320$  nm.

Проведена оценка толщины релаксационного слоя в пленках ( $h/a$ ) из-за несоответствия параметров кристаллических решеток пленки и подложки, который составляет  $h/a \sim 20$  для структуры  $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$

и  $h/a \sim 5$  для  $Y_3Fe_5O_{12}/Nd_3Ga_5O_{12}$ . Тем не менее продемонстрировано, что даже пленки толщиной, близкой к критической, могут обладать удельным фарадеевским вращением, близким к вращению в поли- и монокристаллах  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

Таким образом, синтезированные методом молекулярной лазерной эпитаксии сверхтонкие пленки  $Y_3Fe_5O_{12}$ , обладающие малым поглощением света и высокими значениями эффектов Фарадея и Керра, могут быть интересны для создания МО активных наноструктур и планарных элементов оптоэлектроники на их основе.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственной программы Министерства науки и высшего образования РФ (тема „Спин“ № 122021000036-3).

### 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 (Institute of Physics Publishing: Bristol, Philadelphia, USA, 1997), p. 381. DOI: 10.1887/075030362x.
- [2] B.J.H. Stadler, T. Mizumoto. IEEE Photonics Journal, **6** (1), 0600215 (2014). DOI: 10.1109/JPHOT.2013.2293618
- [3] S. Kharatian, H. Urey, M. Onbasli. Adv. Optical Mater., **19013481** (2019). DOI: 10.1002/adom.201901381
- [4] В.Б. Новиков, А.М. Ромашкина, Д.А. Езенкова, И.А. Родионов, К.Н. Афанасьев, А.В. Барышев, Т.В. Мурзина. Опт. и спектр., **128** (9) 1369 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.09.49878.98-20 [V.B. Novikov, A.M. Romashkina, T.V. Murzina, D.A. Ezenkova, I.A. Rodionov, K.N. Afanas'ev, A.V. Baryshev. Opt. Spectr. **128** (9), 1481 (2020) DOI: 10.1134/S0030400X20090155].
- [5] V.A. Kotov, V.G. Shavrov, A.F. Popkov, M. Vasiliev, K. Alameh, M. Nur-E-Alam, L.N. Alyabyeva, D.E. Balabanov, V.I. Burkov, M.K. Virchenko. J. of Nanomaterials, **7605620** (2018). DOI: 10.1155/2018/7605620
- [6] 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.
- [7] V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D. Balabanov, V. Burkov. Appl. Opt., **52** (26), 6599 (2013). DOI: 10.1364/AO.52.006599
- [8] S.M. Suturin, A.M. Korovin, V.E. Bursian, L.V. Lutsev, V. Bourobina, N.L. Yakovlev, M. Montecchi, L. Pasquali, V. Ukleev, A. Vorobiev, A. Devishvili, N.S. Sokolov. Phys. Rev. Mat., **2**, 104404 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.104404.
- [9] A.K. Zvezdin, S.V. Koptsik, G.S. Krinchik, R.Z. Levitin, V.A. Lyskova, A.I. Popov. JETP Lett., **37** (7), (1983).
- [10] K.M. Mukimov, B.Yu. Sokolov, U.V. Valiev. Phys. Stat. Sol. (a), **119** (1), 307 (1990). DOI: 10.1002/pssa.2211190136
- [11] M. Guillot, X. Wei, D. Hall, Y. Xu, J.H. Yang, F. Zhang. J. Appl. Phys., **93** (10), 8005 (2003). DOI: 10.1063/1.1558086
- [12] P. Novotn., M. Křizánková, P. Boháček. J. Analytical Sciences, Methods and Instrumentation, **3**, 13 (2013). DOI: 10.4236/jasmi.2013.31003
- [13] N.S. Sokolov, V.V. Fedorov, A.M. Korovin, S.M. Suturin, D.A. Baranov, S.V. Gastev, B.B. Krichevstov, K.Yu. Maksimova, A.I. Grunin, V.E. Bursian, L.V. Lutsev, M. Tabuchi. J. Appl. Phys., **119**, 023903 (2016). DOI: 10.1063/1.4939678
- [14] B.B. Krichevstov, A.M. Korovin, S.M. Suturin, A.V. Telegin, I.D. Lobov, N.S. Sokolov. Thin Solid Films, **756**, 139346 (2022). DOI: 10.1016/j.tsf.2022.139346
- [15] B.B. Krichevstov, S.V. Gastev, S.M. Suturin, V.V. Fedorov, A.M. Korovin, A.G. Bursian, M.P. Bانشchikova, M. Volkova, V.E. Tabuchi, N.S. Sokolov. Science and Technology of advanced Materials, **18** (1), 351 (2017). DOI: 10.1080/14686996.2017.1316422
- [16] T. Yoshimoto, T. Goto, K. Shimada, B. Iwamoto, Y. Nakamura, H. Uchida, C.A. Ross, M. Inoue. Adv. Electron. Mater., **4** (7), 1800106 (2018). DOI: 10.1002/aeml.201800106
- [17] F.F. Sizov, Yu.I. Ukhanov. *Magneto-optical Faraday and Voigt effects as applied to semiconductors*. (Naukova Dumka, Kiev, 1979) [in Russian].
- [18] N.F. Borrelli. J. Chem. Phys., **41** (11), 3289 (1964). DOI: 10.1063/1.1725727
- [19] M. Sabbaghi, G.W. Hanson, M. Weinert, F. Shi, C. Cen. J. Appl. Phys., **127**, 025104 (2020). DOI: 10.1063/1.5131366
- [20] W. Wang. J. Appl. Phys., **102**, 063905 (2007). DOI: 10.1063/1.2781525
- [21] V.V. Randoshkin, N.V. Vasil'eva, V.G. Plotnichenko, Yu.N. Pyrkov, S.V. Lavrishchev, M.A. Ivanov, A.A. Kiryukhin, A.M. Saletskii, N.N. Sysoev. Phys. Solid State, **46**, 1030 (2004). DOI: 10.1134/1.1767239
- [22] W. Wettling, B. Andlauer, P. Koidl, J. Schneider, W. Tolksdor. Phys. Status Solidi B, **59**, 63 (1973). DOI: 10.1002/pssb.2220590105
- [23] G.B. Scott, D.E. Lacklison, H.I. Ralph, J.L. Page. Physical Review B, **12** (7), 2562 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevB.12.2562
- [24] B. Andlauer, J. Schneider, W. Wettling. Appl. Phys., **10**, 189 (1976). DOI: 10.1007/BF00897217
- [25] S. Sumi, H. Awano, M. Hayashi. Scientific Reports, **8** (1), 776 (2018). DOI: 10.1038/s41598-017-18794-w
- [26] S. Visnovsky, V. Prosser, R. Krishnan, V. Parizek, K. Nitsch, L. Svobodova. IEEE Trans. magn., **17** (6), 3205 (1981). DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061610
- [27] S. Visnovsky, R. Krishnan, V. Prosser. J. Appl. Phys., **49**, 2212 (1978). DOI: 10.1063/1.324734
- [28] W.K. Li, G.Y. Guo. Physical Review B, **103** (1), 014439 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.014439
- [29] Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, A.B. Granovskii, E.A. Gan'shina, S.V. Naumov, N.V. Kostromitina, L.V. Elokhina, J. Gonzalez. JETP, **111** (3), 353 (2010). DOI: 10.1134/S1063776110090037.
- [30] Yu. Sukhorukov, A. Telegin, N. Bebenin, V. Bessonov, S. Naumov, D. Shishkin, A. Nosov. Magnetochemistry, **8**, 135 (2022). DOI: 10.3390/magnetochemistry8100135
- [31] O.A. Petrenko, D. McK Paul, C. Ritter, T. Zeiske, M. Yethiraj. Physica B, **266**, 41 (1999). DOI: 10.1088/1742-6596/145/1/012026
- [32] B.B. Krichevstov, V.E. Bursian, S.V. Gastev, A.M. Korovin, L.V. Lutsev, S.M. Suturin, K.V. Mashkov, M.P. Volkov, N.S. Sokolov. arXiv:1901.10800v1 [cond-mat.mes-hall]. DOI: 10.48550/arXiv.1901.10800