

Received: 13.12.2024

Revised: 15.01.2025




Accepted: 14.02.2025

DOI: 10.17804/2410-9908.2025.1.044-056

THE KERR EFFECT IN NANOSIZED BiYIG STRUCTURES ON GGG AND YAG SUBSTRATES

K. A. Merentsova^a *, A. V. Telegin^b, Yu. P. Sukhorukov^c, I. D. Lobov^d,
S. V. Naumov^e, S. S. Dubinin^f, and A. P. Nosov^g

*M. N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
18 S. Kovalevskoy St., Ekaterinburg, 620137, Russia*

- a)  <https://orcid.org/0009-0003-3135-7010>  merencovak@imp.uran.ru;
b)  <https://orcid.org/0000-0001-7209-4307>  telegin@imp.uran.ru;
c)  <https://orcid.org/0000-0002-8874-1019>  suhorukov@imp.uran.ru;
d)  <https://orcid.org/0000-0001-5812-3298>  i_lobov@imp.uran.ru;
e)  <https://orcid.org/0000-0003-4527-6396>  naumov@imp.uran.ru;
f)  <https://orcid.org/0009-0008-4955-9899>  dubinin.stanis@mail.ru;
g)  <https://orcid.org/0000-0003-1475-0059>  nossov@imp.uran.ru

*Corresponding author. Email: merencovak@imp.uran.ru

Address for correspondence: ul. S. Kovalevskoy, 18, Ekaterinburg, 620108, Russia

Phone: +7 (982) 669-1125

The polar Kerr effect in ultrathin Bi-doped yttrium iron garnet ($\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) films is studied in the energy range $1.3 \text{ eV} < E < 4.5 \text{ eV}$ in constant external magnetic fields of up to 12 kOe at room temperature. The films with thicknesses ranging from 5 to 55 nm are produced by high-vacuum magnetron sputtering on single crystalline gadolinium-gallium $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) and yttrium-gallium $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (211) garnet substrates. All the films exhibit high structural perfection and significant magneto-optical response. Kerr rotation for the films reaches up to $+0.33^\circ$ in a 2 kOe saturation field. It is shown that a decisive role in the spectral and field dependences of the Kerr effect for the thin-film nanostructures on polished substrates is played by the contribution of reflected light and the magneto-optical properties of the substrate. For example, for the substrates with a polished back side, the Kerr effect is negative and reaches about -0.42° , which is comparable in magnitude with the effect in the films. At the same time, there is practically no Kerr rotation for the substrates with a diffuse scattering back side, and the spectral dependence of the effect for the thin-film nanostructures is close to the dependences for bulk samples of the same composition. The findings can be of interest for specialists in magneto-optics and the synthesis of thin-film magnetic nanostructures based on yttrium iron garnet.

Keywords: Magneto-optical Kerr effect, yttrium iron garnet, nanosized films, interface phenomena, magnetron sputtering

Acknowledgment

The work was performed under the state assignment from the Russian Ministry of Science and Higher Education, themes No 122021000036-3 (Spin) and No 122021000035-6 (Function). The shared research facilities of the IMP UB RAS were used to conduct the X-ray spectroscopic and X-ray diffraction studies of the films.

References

1. Zvezdin, A.K. and Kotov, V.A. *Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials*, CRC Press, Boca Raton, 1997, 404 p. DOI: 10.1201/9780367802608.
2. Stadler, B.J.H. and Mizumoto, T. Integrated magneto-optical materials and isolators: a review. *IEEE Photonics Journal*, 2014, 6 (1), 0600215. DOI: 10.1109/JPHOT.2013.2293618.
3. Kharratian, S., Urey, H., and Onbaşlı, M.C. Advanced materials and device architectures for magneto-optical spatial light modulators. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8 (1), 19013481. DOI: 10.1002/adom.201901381.
4. Alisafae, H. and Ghanaatshoar, M. Optimization of all-garnet magneto-optical magnetic field sensors with genetic algorithm. *Applied Optics*, 2012, 51 (21), 5144–5148. DOI: 10.1364/AO.51.005144.
5. Telegin, A. and Sukhorukov, Yu. Magnetic semiconductors as materials for spintronics. *Magnetochemistry*, 2022, 8 (12), 173. DOI: 10.3390/magnetochemistry8120173.
6. Jesenska, E., Yoshida, T., Shinozaki, K., Ishibashi, T., Beran, L., Zahradnik, M., Antos, R., Kučera, M., and Veis, M. Optical and magneto-optical properties of Bi substituted yttrium iron garnets prepared by metal organic decomposition. *Optical Materials Express*, 2016, 6 (6), 1986–1997. DOI: 10.1364/OME.6.001986.
7. Wittekoek, S., Popma, T.J.A., Robertson, J.M., and Bongers, P.F. Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2–5.2 eV. *Physical Review B*, 1975, 12 (7), 2777–2788. DOI: 10.1103/PhysRevB.12.2777.
8. Hansen, P. and Krumme, J.-P. Magnetic and magneto-optical properties of garnet films. *Thin Solid Films*, 1984, 114 (1–2), 69–107. DOI: 10.1016/0040-6090(84)90337-7.
9. Sumi, S., Awano, H., and Hayashi, M. Interference induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in ultrathin magnetic films. *Scientific Reports*, 2018, 8 (1), 776. DOI: 10.1038/s41598-017-18794-w.
10. Zvezdin, A.K., Koptsik, S.V., Krinchik, G.S., Levitin, R.Z., Lyskov, V.A., and Popov, A.I. Anomalous field dependence of the Faraday effect in paramagnetic $Gd_3Ga_5O_{12}$ at 4.2 K. *JETP Letters*, 1983, 37 (7), 393–396.
11. Novotný, P., Křížánková, M., and Boháček, P. Investigation of $Gd_3Ga_5O_{12}$ by micropolarimetry. *Journal of Analytical Sciences, Methods and Instrumentation*, 2013, 3 (1), 13–16. DOI: 10.4236/jasmi.2013.31003.
12. Mukimov, K.M., Sokolov, B.Yu., and Valiev, U.V. The Faraday effect of rare-earth ions in garnets. *Physica Status Solidi (A)*, 1990, 119 (1), 307–315. DOI: 10.1002/pssa.2211190136.
13. Wang, W. Magnetic and magneto-optical properties of $Nd_3Ga_5O_{12}$ in high magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102 (6), 063905. DOI: 10.1063/1.2781525.
14. Guillot, M., Wei, X., Hall, D., Xu, Y., Yang, J.H., and Zhang, F. Magnetic and magneto-optical properties of neodymium gallium garnet under “extreme” conditions. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93 (10), 8005–8007. DOI: 10.1063/1.1558086.
15. Euler, F. and Bruce, J.A. Oxygen coordinates of compounds with garnet structure. *Acta Crystallographica*, 1965, 19 (6), 971–978. DOI: 10.1107/S0365110X65004747.
16. Sizov, F.F. and Ukhanov, Yu.I. *Magnitoopticheskie efekty Faradeya i Voigta primenitelno k poluprovodnikam* [The Faraday and Voigt Magneto-Optic Effects Applied to Semiconductors]. Naukova Dumka Publ., Kiev, 1979, 178 p. (In Russian).
17. Casals, B., Espínola, M., Cichelero, R., Geprägs, S., Opel, M., Gross, R., Herranz, G., and Fontcuberta, J. Untangling the contributions of cerium and iron to the magnetism of Ce-doped yttrium iron garnet. *Applied Physics Letters*, 2016, 108 (10), 102407. DOI: 10.1063/1.4943515.
18. Visnovsky, S., Prosser, V., Krishnan, R., Parizek, V., Nitsch, K., and Svobodova, L. Magneto-optical polar Kerr effect in ferrimagnetic garnets and spinels. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1981, 17 (6), 3205–3210. DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061610.

19. Berzhansky, V., Mikhailova, T., Shaposhnikov, A., Prokopov, A., Karavainikov, A., Kotov, V., Balabanov, D., and Burkov, V. Magneto-optics of nanoscale Bi:YIG films. *Applied Optics*, 2013, 52 (26), 6599–6606. DOI: 10.1364/AO.52.006599.
20. Franta, D. and Murešan, M.-G. Wide spectral range optical characterization of yttrium aluminum garnet (YAG) single crystal by the universal dispersion model. *Optical Materials Express*, 2021, 11 (12), 3930–3945. DOI: 10.1364/OME.441088.
21. Veis, M., Lišková, E., Antoš, R., Višňovský, Š., Kumar, N., Misra, D.S., Venkataramani, N., Prasad, S., and Krishnan, R. Polar and longitudinal magneto-optical spectroscopy of bismuth substituted yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition. *Thin Solid Films*, 2011, 519 (22), 8041–8046. DOI: 10.1016/j.tsf.2011.06.007.
22. Sabbaghi, M., Hanson, G.W., Weinert, M., Shi, F., and Cen, C. Terahertz response of gadolinium gallium garnet (GGG) and gadolinium scandium gallium garnet (SGGG). *Journal of Applied Physics*, 2020, 127 (2), 025104. DOI: 10.1063/1.5131366.
23. Suturin, S.M., Korovin, A.M., Bursian, V.E., Lutsev, L.V., Bourobina, V., Yakovlev, N.L., Montecchi, M., Pasquali, L., Ukleev, V., Vorobiev, A., Devishvili, A., and Sokolov, N.S. Role of gallium diffusion in the formation of a magnetically dead layer at the $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$ epitaxial interface. *Physical Review Materials*, 2018, 2 (10), 104404. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.104404.

Подана в журнал: 13.12.2025




УДК 537.632

DOI: 10.17804/2410-9908.2025.1.044-056

ЭФФЕКТ КЕРРА В НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ BiYIG НА ПОДЛОЖКАХ GGG И YAG

К. А. Меренцова^{а, *}, А. В. Телегин^б, Ю. П. Сухоруков^в, И. Д. Лобов^г, С. В. Наумов^д,
С. С. Дубинин^е, А. П. Носов^ж

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620137, Россия*

- ^{а)}  <https://orcid.org/0009-0003-3135-7010>  merencovak@imp.uran.ru;
^{б)}  <https://orcid.org/0000-0001-7209-4307>  telegin@imp.uran.ru;
^{в)}  <https://orcid.org/0000-0002-8874-1019>  suhorukov@imp.uran.ru;
^{г)}  <https://orcid.org/0000-0001-5812-3298>  i_lobov@imp.uran.ru;
^{д)}  <https://orcid.org/0000-0003-4527-6396>  naumov@imp.uran.ru;
^{е)}  <https://orcid.org/0009-0008-4955-9899>  dubinin.stanis@mail.ru;
^{ж)}  <https://orcid.org/0000-0003-1475-0059>  nossov@imp.uran.ru

*Ответственный автор. Электронная почта: merencovak@imp.uran.ru
Адрес для переписки: ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620108, Россия
Тел.: +7 (982) 669-11-25

Исследован полярный эффект Керра в сверхтонких пленках Vi-допированного железиттриевого граната $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в энергетическом интервале $1,3 \text{ эВ} < E < 4,5 \text{ эВ}$ в постоянных магнитных полях до 12 кЭ при комнатной температуре. Показано, что пленки толщиной от 5 до 55 нм, полученные методом высоковакуумного магнетронного напыления на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) и иттрий-алюминиевого граната $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (211), характеризуются высоким структурным совершенством и большой величиной магнитооптического отклика. Величина керровского вращения для пленок достигает $+0,33^\circ$ в поле насыщения 2 кЭ. Показано, что в спектральных и полевых зависимостях эффекта Керра для тонкопленочных наноструктур на полированных подложках определяющую роль играет вклад отраженного света, а также магнитооптические свойства подложки. Например, для подложек с полированной обратной стороной эффект Керра отрицательный и достигает $-0,42^\circ$, что сопоставимо по величине с эффектом в пленках. В то же время для подложек с диффузно-рассеивающей обратной поверхностью керровское вращение практически отсутствует, а спектральная зависимость эффекта для тонкопленочных наноструктур близка к зависимостям для объемных образцов такого же состава. Полученные результаты представляют интерес для специалистов в области магнитооптики и синтеза тонкопленочных магнитных наноструктур на основе железиттриевого граната.

Ключевые слова: магнитооптический эффект Керра, железиттриевый гранат, тонкие пленки, интерфейсные явления, магнетронное напыление

1. Введение

Основной тенденцией совершенствования современных магнитных тонкопленочных элементов оптоэлектронных устройств и наноструктур различного назначения является уменьшение как линейных размеров, так и толщины отдельных слоев при сохранении их функциональных свойств [1–5]. Для опто- и магнитоэлектроники большой интерес представляют структуры на основе Vi-допированного железиттриевого граната $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BiYIG),

обладающего максимальными для магнитных полупроводников величинами магнитооптического (МО) отклика в прошедшем и отраженном свете (эффекты Фарадея и Керра) в видимом диапазоне спектра [1, 6–9]. Необходимо отметить, что, в отличие от эффекта Фарадея, МО-эффекты в отраженном свете сравнительно слабо зависят от толщины магнитной среды. Следовательно, при уменьшении толщины пленок BiYIG до нанометровых размеров величины МО-эффектов могут оставаться сопоставимыми с эффектом в толстых пленках или массивных кристаллах [10–14], что представляет несомненный интерес для возможных практических приложений.

При создании тонкопленочных наноструктур важным является не только поиск режимов синтеза функциональных слоев, но и подбор диэлектрических подложек. Для эпитаксиального роста пленок BiYIG обычно применяют монокристаллические пластины парамагнитного гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG), обеспечивающего минимальную величину рассогласования параметров решеток пленки и подложки, а следовательно, малую величину эпитаксиальных напряжений, монокристалличность и малую дефектность получаемых пленок. Среди материалов подложек можно отметить более дешевый кристалл диамагнитного иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), обладающего меньшими значениями постоянной Верде, а также малыми эпитаксиальными напряжениями в интерфейсе «пленка – подложка», имеющими противоположный знак по сравнению с $Gd_3Ga_5O_{12}$ [11]. Обычно влиянием диэлектрических подложек на МО-эффекты в структурах типа «BiYIG – подложка» пренебрегают. В то же время, например, в [10, 11] было показано, что величины МО-эффектов в ультратонких пленках становятся соизмеримы с их значениями в массивных слабомагнитных подложках. Таким образом, в случае тонкопленочных структур необходимо разделять вклады массивных подложек и тонких пленок, возможные интерференционные и квантово-размерные эффекты, особенности структурных и магнитных состояний, интерфейсные явления и т. д. Для исследования роли интерфейсов в формировании МО-свойств наноразмерных пленок необходимо 1) совершенствовать технологию синтеза структурно-совершенных тонкопленочных систем и 2) использовать эпитаксированные монокристаллические подложки по возможности с минимальным рассогласованием параметров кристаллических решеток в системе «пленка – подложка».

Все это требует систематических исследований физических свойств набора тонких пленок с разными толщинами, выращенных в идентичных условиях на разных подложках. Это может позволить получить важную информацию об особенностях МО-эффектов в сверхтонких пленках и выявить роли подложек.

В данной работе методом магнетронного распыления были синтезированы пленки BiYIG толщиной менее 55 нм на подложках GGG и YAG. Исследованы спектры и полевые зависимости полярного эффекта Керра в видимой области спектра в структурах «BiYIG – подложка». Изучено влияние материала подложки, проведен анализ МО-характеристик структур «пленка – подложка» в зависимости от толщины пленок и МО-свойств подложки.

2. Материалы и методики

Пленки на основе BiYIG с толщиной в интервале 5–55 нм выращивались на монокристаллических подложках парамагнитного кристалла GGG (111) (постоянная кубической решетки $a = 1,2383$ нм) и диамагнитного кристалла YAG (211) ($a = 1,2000$ нм) [15]. Шероховатость поверхности эпитаксированных подложек составляла ~0,5 нм. Пленки были получены методом магнетронного распыления на переменном токе керамической мишени, приготовленной из стехиометрической смеси порошков Bi_2O_3 , Fe_2O_3 и Y_2O_3 . Данные рентгеновской дифракции и энергодисперсионного рентгеновского микроанализа подтвердили однофазность мишени и ее соответствие формульному химическому составу (рис. 1). Параметр решетки мишени составил $a = 1,2444$ нм. Осаждение пленок производилось в смеси газов 90 % Ar + 10 % O_2 при общем давлении 0,9 Па и температуре подложки $T = 200$ °C со скоростью

$V = 1,5$ нм/мин. Пленки подвергались 3-часовой послеростовой термообработке в аргоне при 700 °С. Толщину пленок контролировали по времени напыления и определяли с помощью оптического профилометра Zygo (Zygo Corp., USA). По данным оптической профилометрии шероховатость поверхности пленки после термообработки составила $\sim 0,7$ нм.

Данные сканирующей электронной микроскопии (микроскоп Tescan Mira) показали, что пленки имеют мелкокристаллическую структуру с характерными размерами кристаллитов менее 100 нм (вставки на рис. 1 б). При этом кристаллиты объединены в более крупные области с характерными размерами порядка нескольких десятков микрон, с формой, близкой к шестиугольной, и разделены выраженными границами. Пленки характеризуются также слабым неоднородным распределением висмута, что может быть связано с послеростовой термообработкой и повышенной термодиффузией висмута.

Для создания диффузно-рассеивающей обратной поверхности тонкопленочных структур часть полученных образцов после оптических измерений подвергали ручной шлифовке с использованием алмазных порошков с постепенно уменьшающимся размером зерна.

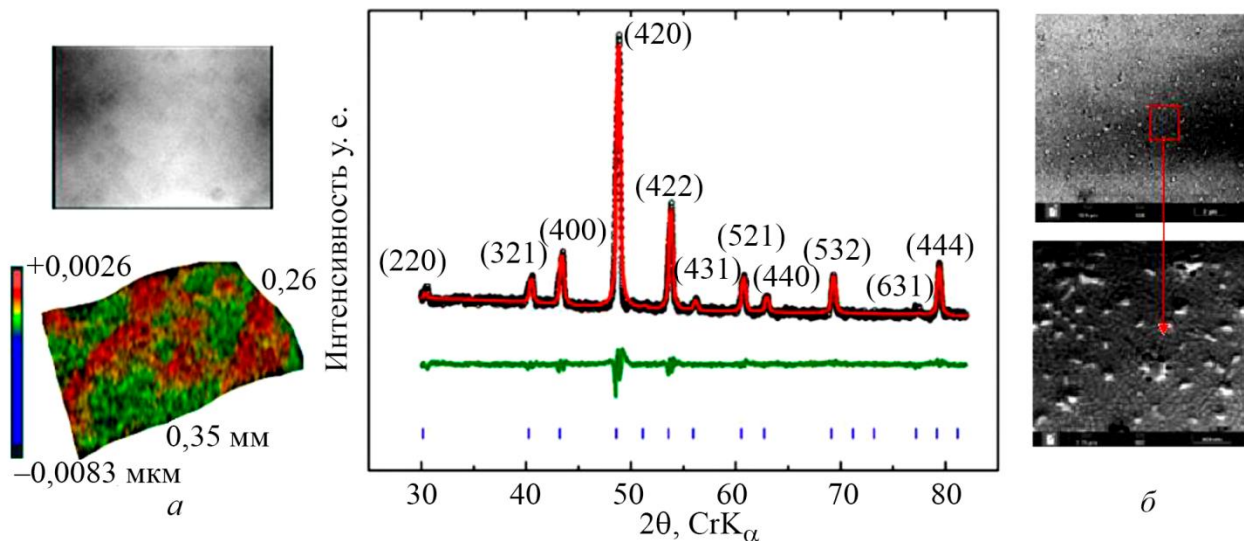


Рис. 1. Дифрактограмма мишени $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (излучение CrK_α): черные символы – экспериментальные значения, красная линия – расчет для состава $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, зеленая линия – разность между экспериментальными и расчетными значениями; вертикальные синие маркеры внизу указывают на положения брэгговских пиков; на вставке слева вверху – изображение поверхности пленки $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, полученное с помощью

электронного микроскопа при 20-кратном увеличении, внизу – рельеф поверхности участка пленки размерами $0,35 \times 0,26$ мм² со шкалой шероховатости (данные оптической профилометрии); на вставке справа – изображения одного и того же участка поверхности пленки размерами 20×20 мкм и $2,5 \times 2,5$ мкм, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

Полярный эффект Керра (ПЭК) δ измеряли для s -поляризации излучения, падавшего под углом $\Theta = 52^\circ$ к поверхности образца в спектральном диапазоне от $1,5$ до 4 эВ и в полях до $H = 12$ кЭ. Использовали стандартную оптическую схему, включающую лампу мощностью 120 Вт, решеточный монохроматор, поляризатор и анализатор, скрещенные под углом $\alpha = 45^\circ$ относительно поляризаторов, и фотоэлектронный умножитель. Образец помещали на концентратор поля электромагнита. Измерения ПЭК выполнены по однолучевой модуляционной методике с частотой перемагничивания образца 2 Гц при ориентации намагниченности M вдоль оси z , совпадающей с направлением нормали к поверхности пленки. Эллиптич-

ность отраженного света не определялась ввиду ограничений методики измерения. Относительная погрешность измерений составила $\sim 0,5\%$. Величина ПЭК определялась в градусах согласно выражению [16]

$$\delta = (45 / \pi) \cdot (\Delta I / I_0), \quad (1)$$

где ΔI – изменение интенсивности сигнала на фотоприемнике, I_0 – интенсивность сигнала на фотоприемнике при $H = 0$, которая определялась как $I_0 = I_{\parallel} \cdot \cos^2(\alpha)$, I_{\parallel} – интенсивность сигнала при параллельных поляризаторе и анализаторе.

Для компенсации отклонения угла от нормального падения для полярного эффекта Керра полученные экспериментальные значения нормировали с учетом коэффициента $K = \delta(52^\circ) / \delta(0^\circ)$ согласно выражению

$$\delta(\Theta) = i[N^2 \cdot (-\sin\Theta \cdot \operatorname{tg}\Theta + (N^2 - \sin^2\Theta)^{0,5})] \cdot Q / [(N^2 - 1) \cdot (N^2 - \operatorname{tg}^2\Theta)], \quad (2)$$

где N – показатель преломления пленки или подложки с учетом $n = 1$ для воздуха, а Q – магнитооптический Фохтовский параметр [1].

В результате оценки по выражению (2) величина K составила $\sim 0,6$ для структур BiYIG/YAG и YIG/GGG, $K \sim 0,5$ для YAG- и $\sim 0,54$ для GGG-подложек.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Спектры полярного эффекта Керра в пленках BiYIG и подложках GGG

Полярный эффект Керра исследовали для пленок BiYIG как на полированных подложках, так и на подложках с диффузно-отражающей (шероховатой) обратной стороной, что позволило исключить вклад в ПЭК спектры пленок света, отраженного от обратной стороны подложки. Из рис. 2 а видно, что ПЭК для подложки GGG с шероховатой стороной не превышает $0,0017^\circ$ во всем исследованном спектральном интервале, кроме области $E > 4$ эВ, в которой регистрируется слабый эффект на уровне $\sim 0,017$ град в поле 4 кЭ. В то же время для спектра, снятого с эпитолированной стороны подложки, керровское вращение составляет от $0,083$ до $0,33^\circ$ в диапазоне 1,6–4,1 эВ в поле $H = 4$ кЭ, и в целом форма спектральной зависимости близка к приведенной в работе [17]. Наблюдаемое увеличение ПЭК по сравнению с данными для подложки с шероховатой стороной, по-видимому, можно объяснить вкладом двойного фарадеевского вращения света, отраженного от поверхности подложки, противоположной направлению падающего луча света, эллиптичности, а также иными трудно учитываемыми МО-эффектами в подложке и на границах раздела сред с разными показателями преломления в использованной геометрии эксперимента [17]. Таким образом, для корректного определения МО-свойств пленок BiYIG в структурах BiYIG/GGG необходимо провести измерения ПЭК для серии образцов, но на подложках как с полированной, так и с шероховатой обратной стороной. Это обстоятельство является существенным, поскольку после вычитания вклада подложки формы спектральных зависимостей ПЭК для пленок на подложках с диффузной и полированной стороной сильно отличаются, что иллюстрирует рис. 2 б. Спектр пленок на полированных подложках смещен в область низких энергий на 0,3 эВ, в нем отсутствует минимум E_1 и наблюдается рост величины эффекта при 3,5 эВ (рис. 2 б и в). Таким образом, для наноразмерных структур BiYIG/GGG вклад света, отраженного от полированных подложек, искажает реальный спектр и величину ПЭК пленок BiYIG.

После учета вклада подложки (за счет уменьшения рассеивания отраженного света на шероховатой стороне подложки) общий вид спектров $\delta(E)$ для пленок толщиной 50 нм близок к спектрам эффекта Керра для состава $\text{Bi}_{0,5}\text{Y}_{2,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [6–8], что согласуется с данными рентгеноспектрального микроанализа полученных пленочных образцов. Отчетливые мини-

муны в спектре ПЭК(λ) при $E_1 \sim 2,6$ эВ (480 нм) и $E_2 \sim 3,1$ эВ (400 нм) связаны с переходами $t_2(Fe^{3+}) \rightarrow t_{2g}(Fe^{2+})$ и $e_g(Fe^{3+}) \rightarrow e(Fe^{2+})$ в октаэдрической подрешетке. С другой стороны, для пленок толщиной $d = 30$ и 23 нм спектр ПЭК меняется, и проявляются особенности, характерные для образцов с повышенным содержанием висмута $Bi_{2.5}Y_{0.5}Fe_5O_{12}$ [6–7]. При этом в спектрах имеется только один положительный максимум $\sim 0,5^\circ$ при $E \sim 3,5$ эВ (350 нм) и один отрицательный максимум около $-0,038^\circ$ при $E_1 \sim 2,6$ эВ (480 нм). Дальнейшее уменьшение толщины пленки до 11 нм приводит к еще большему искажению ПЭК, который по величине и форме спектральной кривой становится близким к спектрам для состава $Y_3Fe_5O_{12}$ [9, 18]. Важно отметить, что в самой тонкой пленке толщиной $d = 5$ нм измеренная величина ПЭК была сопоставима с уровнем шумов установки, т. е. практически равна нулю (рис. 2 а).

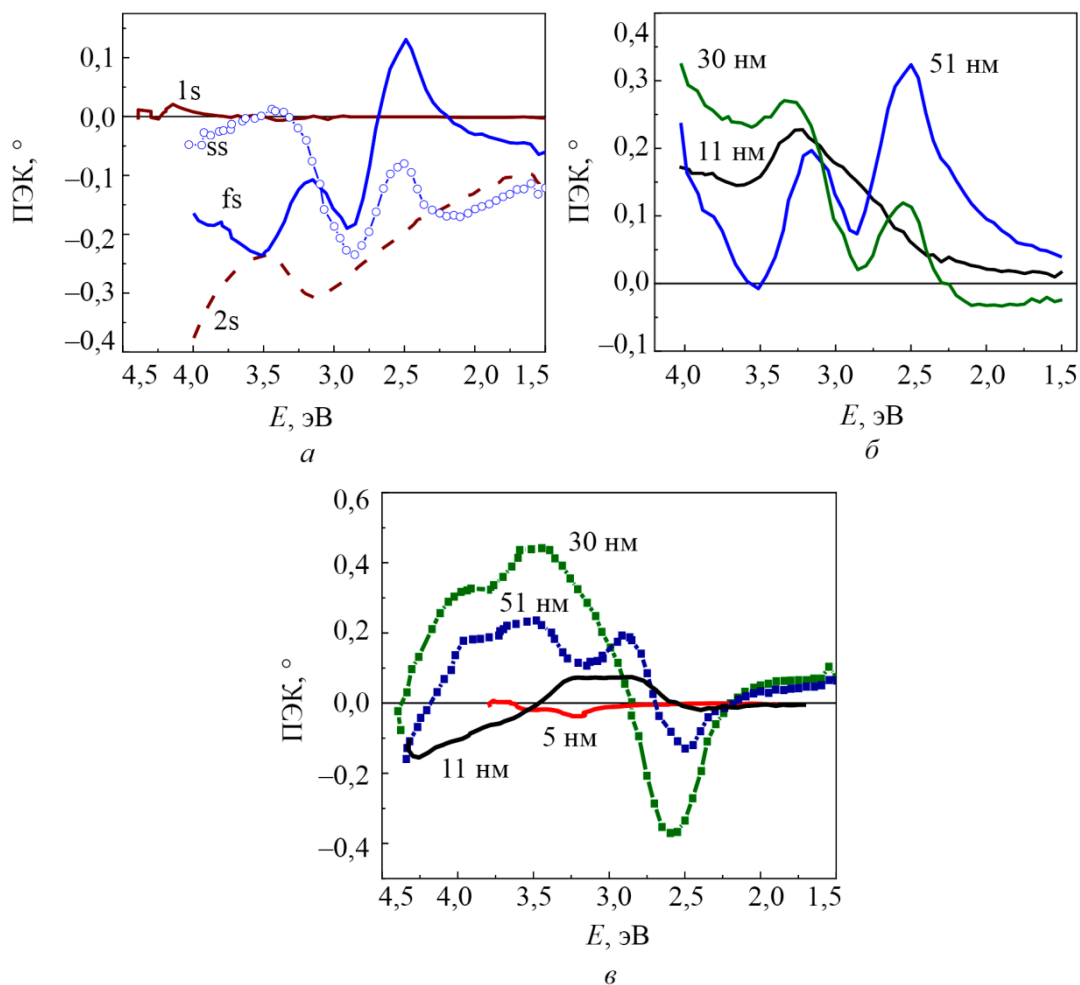


Рис. 2. Спектры ПЭК: а – для подложки GGG с шероховатой (1s) и полированной (2s) обратной стороной и для структуры BiYIG/GGG с толщиной пленки $d = 51$ нм, измеренные со стороны пленки (fs) и со стороны полированной подложки (ss); б – для пленок BiYIG разной толщины (отмечено на рисунке) с учетом вклада полированной подложки GGG (кривая fs); в – для структур BiYIG/GGG с пленками разной толщины (отмечено на рисунке) на подложках GGG с шероховатой обратной стороной в поле $H = 4$ кЭ при комнатной температуре

Из анализа зависимости формы спектров от толщины пленок можно сделать вывод о том, что форма спектральной зависимости эффекта Керра коррелирует со стехиометрией полученных пленок. Так, для пленок толщиной менее 30 нм формы спектров трансформируются

ся к виду, более характерному для пленок с меньшим содержанием Bi . С изменением состава можно связать меньшую величину ПЭК в пленках толщиной 51 нм, чем в пленках толщиной 30 нм (рис. 2). С уменьшением толщины пленок до значений менее 11 нм величина эффекта Керра резко падает и для пленки толщиной 5 нм стремится к нулю. Такое уменьшение эффекта можно связать с наличием структурно нарушенных (магнитомертвого и магнитопассивного [19]) слоев пленки вблизи границы раздела «пленка – подложка», возникших в процессе роста из-за несоответствия параметров кристаллических решеток пленки и подложки.

3.2. Полярный эффект Керра в пленках BiYIG и подложке YAG

Аналогичные спектральные измерения ПЭК были проведены для серии пленок BiYIG с разной толщиной, выращенных на полированных подложках YAG (рис. 3 а). Так же как и для подложки GGG , для эполированной прозрачной диамагнитной подложки $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (211) в диапазоне от 1,5 до 4,2 эВ наблюдается большой отрицательный ПЭК. Амплитуда эффекта растет с более резким изменением в области высоких энергий и достигает $-0,5^\circ$ на краю диапазона измерений в поле $H = 4$ кЭ (рис. 3 б). Отметим, что в окрестности 1,5 эВ величина ПЭК в подложке YAG заметно ниже, чем в кристалле $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) при тех же условиях. Очевидно, что, по аналогии с GGG -подложкой, в полированной подложке $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ также имеют место вклады эллиптичности и двойного фарадеевского вращения света, отраженного от обратной поверхности подложки. С целью проверки этого предположения были выполнены измерения ПЭК сначала на полированной, а затем на специально подготовленной подложке с обратной диффузно-отражающей (шероховатой) стороной (рис. 3 б). Для сравнения на этом же рисунке приведены спектры ПЭК для пленки толщиной $d = 27$ нм после вычета вкладов полированной и неполированной (шероховатой) сторон подложек YAG .

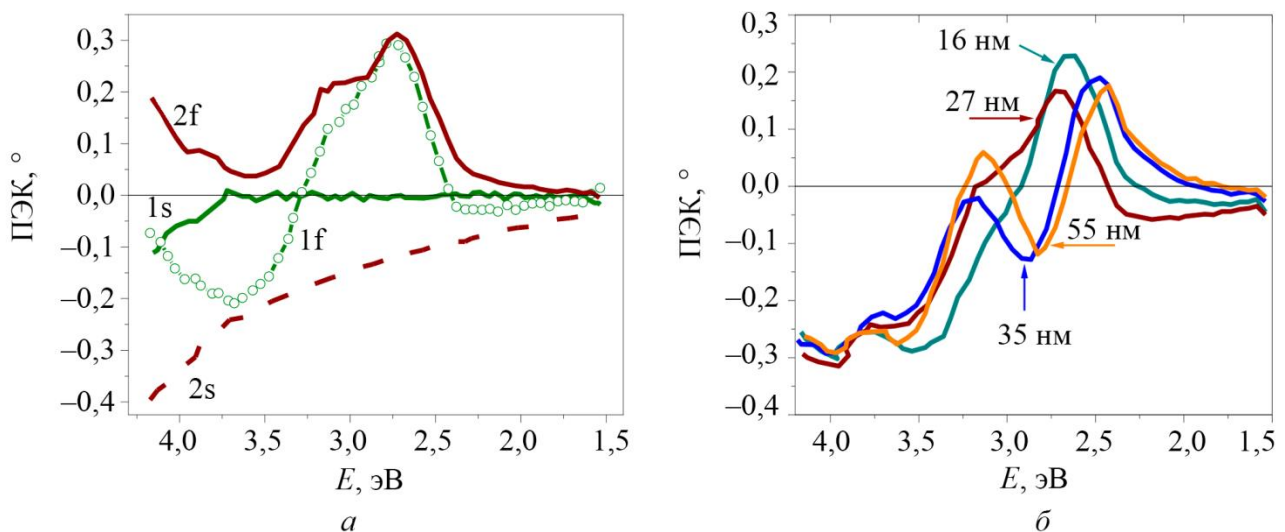


Рис. 3. Спектры ПЭК: а – для подложек YAG с шероховатой (1s) и полированной (2s) обратной стороной и спектры пленки BiYIG толщиной 27 нм после вычитания вклада от шероховатой (1f) и полированной (2f) подложек; б – для структур BiYIG/YAG с пленками разной толщины (указано на рисунке) на полированной подложке YAG в поле $H = 4$ кЭ после вычитания вклада от полированной подложки

Как видно из представленных данных, для шероховатой подложки эффект Керра регистрируется только на уровне шумов, за исключением высокоэнергетической области при $E = 3,76$ эВ, близкой к области «хвостов» межзонных переходов [20], где эффект достигает $-0,083^\circ$. Для пленки с $d = 27$ нм на полированной подложке спектр ПЭК после вычитания вклада подложки характеризуется отсутствием смены знака. Во всем измеренном интервале

знак эффекта положительный. После учета вклада подложки с шероховатой стороной форма спектра пленки преобразуется: наблюдается изменение знака эффекта, и проявляются два максимума. Это характерно для пленок BiYIG с небольшим содержанием Bi [6, 7]. Такое различие в спектрах ПЭК пленок на подложках с полированной и шероховатой обратной стороной может быть связано с трудно учитываемыми эффектами Керра и Фарадея в объеме подложки и на границах раздела сред с разными показателями преломления в структуре «BiYIG – подложка».

В целом спектры $\delta(E)$ для структур BiYIG/YAG на прозрачных полированных подложках (рис. 3 б) имеют форму, близкую к форме спектров структур BiYIG/GGG и типичную для состава $\text{Bi}_2\text{YFe}_5\text{O}_{12}$ [6]. Полоса при $E \sim 2,5$ эВ связана с $d-d$ -переходами типа ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_2$, а при $E \sim 3,2$ эВ – с переходами $t_2(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow t_{2g}(\text{Fe}^{2+})$ и $e_g(\text{Fe}^{3+}) \rightarrow e(\text{Fe}^{2+})$ в октаэдрической подрешетке. Однако абсолютная величина ПЭК в структурах BiYIG/YAG мала ($\sim 0,17-0,25^\circ$) из-за сильного отрицательного вклада ПЭК в полированной подложке YAG. После учета вклада подложки в ПЭК для структуры BiYIG/YAG величина ПЭК в области положительного максимума достигает примерно $+0,33^\circ$, что характерно для систем BiYIG/GGG и массивных материалов состава $\text{Bi}_2\text{YFe}_5\text{O}_{12}$ [6, 7]. Отметим трансформацию спектров $\delta(E)$ для структур с пленками толщиной 27 нм и 16 нм. Такое изменение спектров свидетельствует об уменьшении содержания Bi в пленках с толщиной менее 35 нм до стехиометрии состава $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, подобно данным, приведенным выше и в работах [6, 7]. Тем не менее наличие даже в тонких пленках заметного керровского вращения ($+0,33^\circ$) говорит об их высоком структурном и магнитооптическом качестве.

3.3. Полевые зависимости эффекта Керра в наноразмерных пленках BiYIG

В полевых зависимостях ПЭК структур BiYIG также присутствует вклад подложек, который приводит к линейной зависимости от приложенного магнитного поля. Отметим, что величина ПЭК для полированной подложки достигает $\sim 0,33^\circ$ в поле 12 кЭ (рис. 4 а). Учет этого линейного вклада является весьма затруднительным, особенно для наноразмерных пленок. Например, для структуры BiYIG/YAG с пленкой толщиной 27 нм фиксируется отрицательный наклон кривой в больших полях, связанный с большим отрицательным ПЭК в полированной подложке (рис. 4 б). В тех же условиях, но для подложки с шероховатой стороной, ПЭК в пределах ошибки эксперимента близок к нулю даже в максимальном поле 12 кЭ. Такое различие в полевых зависимостях ПЭК для подложек с полированной и шероховатой обратной стороной также можно связать с вкладами эллиптичности и двойного фарадеевского вращения отраженного света. Таким образом, ПЭК в пленках BiYIG на прозрачной подложке (рис. 4 а) сильно искажается МО-свойствами подложки. Аналогичные результаты были получены и для структур BiYIG/GGG.

Учет вклада подложки позволяет получить корректный ход кривой ПЭК с выходом на насыщение (рис. 4 б, в), однако величина эффекта остается заниженной. По этой причине исследования полевых зависимостей ПЭК проводились в основном для тонкопленочных структур на подложках с шероховатой обратной стороной. Кривые $\delta(H)$ в наноразмерных пленках BiYIG характеризуются насыщением МО-эффекта в полях величиной $\sim 2-2,5$ кЭ (рис. 4 в), что согласуется с известными данными [21]. Увеличение H_S для пленки толщиной $d = 11$ нм, как отмечено выше, может быть объяснено влиянием на величину намагниченности пленки BiYIG высокой плотности дислокаций на границе «пленка – подложка» [22], а также разным фазовым и химическим составом пленки в области интерфейса [19, 23]. В поддержку этого утверждения свидетельствует и тот факт, что в пленках с толщиной d более 30 нм величина поля насыщения практически не меняется. Небольшой разброс значений H_S для пленок, а также меньшая величина эффекта для пленки толщиной 30 нм, скорее всего, обусловлены

отклонением от стехиометрического содержания Вi и Y на поверхности и в объеме пленок и/или их разным соотношением.

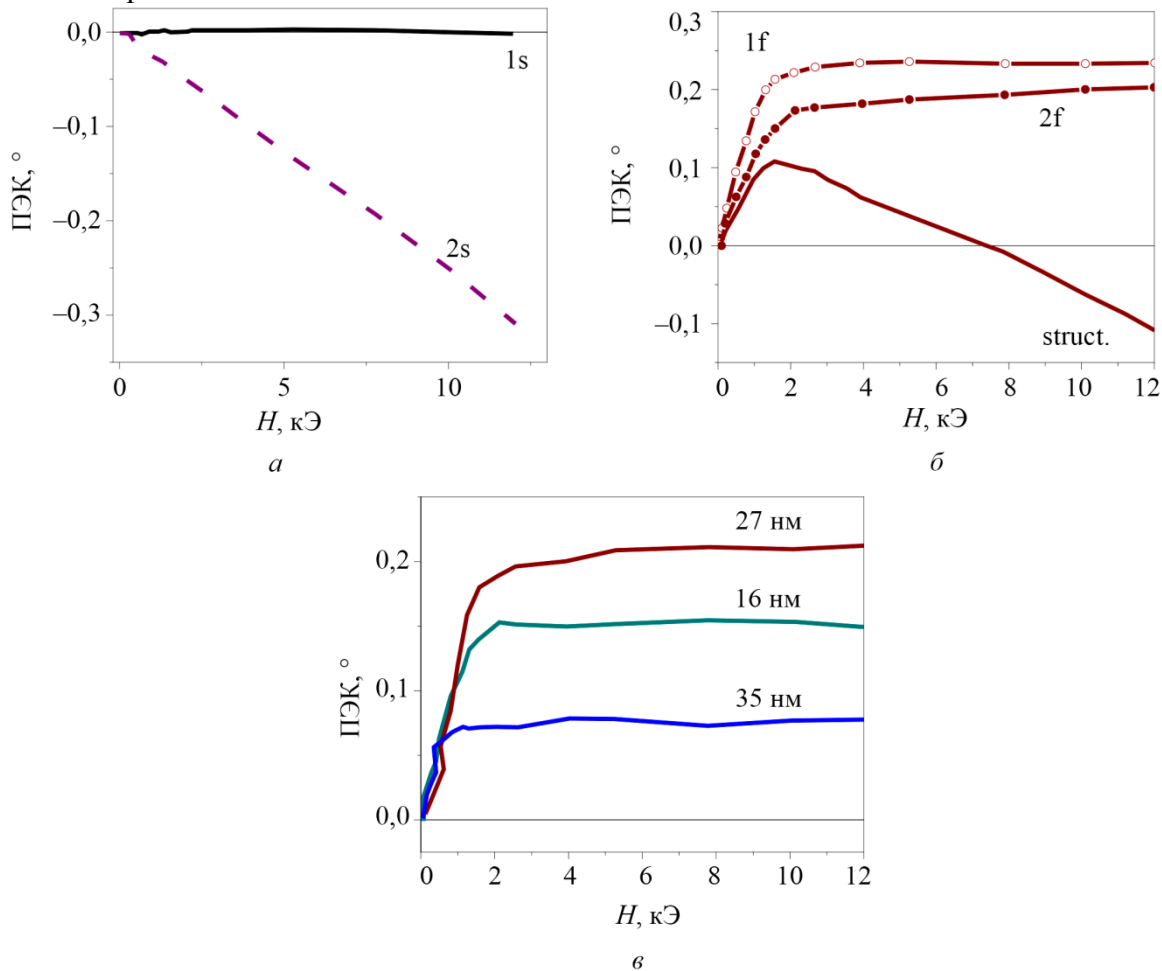


Рис. 4. Полевые зависимости ПЭК при $\lambda = 413$ нм, $E = 3$ эВ: *a* – для подложек YAG с шероховатой (1s) и полированной (2s) обратной стороной; *б* – для структуры BiYIG/YAG с толщиной пленки $d = 27$ нм (struct.) для этой же пленки с учетом вклада подложки с шероховатой (1f) и полированной (2f) обратной стороной; *в* – для пленок BiYIG разной толщины с учетом вклада полированной подложки

4. Заключение

В работе исследованы магнитооптические характеристики наноразмерных структур на основе слоев висмут-допированного железиттриевого граната $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной от 5 до 51 нм, полученные методом магнетронного распыления на монокристаллических ориентированных диэлектрических подложках GGG (111) и YAG (211). Спектры полярного эффекта Керра для пленок толщиной 55 и 35 нм имеют вид, характерный для состава $\text{Bi}_2\text{YFe}_5\text{O}_{12}$ в области энергий 1,3–4,5 эВ. Максимальная величина эффекта Керра в пленках достигает $+0,3^\circ$ при $H = 4$ кЭ, а насыщение эффекта происходит в магнитных полях $\sim 1,6\text{--}2$ кЭ, как и в объемных образцах $\text{Bi}_2\text{YFe}_5\text{O}_{12}$, что говорит о высоком структурном и магнитооптическом качестве полученных пленок.

Показано, что спектральные зависимости эффекта Керра являются более чувствительными к изменению стехиометрии полученных наноразмерных пленок по сравнению, например, с рентгеноспектральными методами. Установлено, что подложки существенно влияют на спектральные и полевые зависимости керровского вращения наноразмерных структур «пленка – подложка». Для пленок на полированных подложках спектры и полевые зависимо-

сти эффекта Керра имеют сложную форму, характеризующуюся сменой знака. В то же время для пленок на подложках с шероховатой обратной стороной эффект Керра всегда положителен. Это связано с тем, что для таких подложек величина керровского вращения находится на уровне чувствительности установки и не превышает $0,0016^\circ$ в изученном спектральном интервале. Это демонстрирует необходимость разработки методик корректного учета вклада подложек в спектры эффекта Керра для тонкопленочных наноструктур.

Полученные результаты уточняют информацию о магнитооптических характеристиках наноразмерных пленок, подложек и тонкопленочных наноструктур на основе железитриевого граната и представляют интерес для специалистов в области магнитооптики, магнитоэлектроники и синтеза тонкопленочных магнитных наноструктур.

Благодарность

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Спин», № 122021000036-3, и тема «Функция», № 122021000035-6). Рентгеноспектральные и рентгеноструктурные исследования пленок были выполнены в ЦКП ИФМ УрО РАН.

Литература

1. Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. – Boca Raton : CRC Press, 1997. – 404 p. – DOI: 10.1201/9780367802608.
2. Stadler B. J. H., Mizumoto T. Integrated magneto-optical materials and isolators: a review // IEEE Photonics Journal. – 2014. – Vol. 6 (1). – P. 0600215. – DOI: 10.1109/JPHOT.2013.2293618.
3. Kharratian S., Urey H., Onbaşlı M. C. Advanced materials and device architectures for magneto-optical spatial light modulators // Advanced Optical Materials. – 2020. – Vol. 8 (1). – P. 19013481. – DOI: 10.1002/adom.201901381.
4. Alisafae H., Ghanaatshoar M. Optimization of all-garnet magneto-optical magnetic field sensors with genetic algorithm // Applied Optics. – 2012. – Vol. 51 (21). – P. 5144–5148. – DOI: 10.1364/AO.51.005144.
5. Telegin A., Sukhorukov Yu. Magnetic semiconductors as materials for spintronics // Magnetochemistry. – 2022. – Vol. 8 (12). – P. 173. – DOI: 10.3390/magnetochemistry8120173.
6. Optical and magneto-optical properties of Bi substituted yttrium iron garnets prepared by metal organic decomposition / E. Jesenska, T. Yoshida, K. Shinozaki, T. Ishibashi, L. Beran, M. Zahradnik, R. Antos, M. Kučera, M. Veis // Optical Materials Express. – 2016. – Vol. 6 (6). – P. 1986–1997. – DOI: 10.1364/OME.6.001986.
7. Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2–5.2 eV / S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, P. F. Bongers // Physical Review B. – 1975. – Vol. 12 (7). – P. 2777–2788. – DOI: 10.1103/PhysRevB.12.2777.
8. Hansen P., Krumme J.-P. Magnetic and magneto-optical properties of garnet films // Thin Solid Films. – 1984. – Vol. 114 (1–2). – P. 69–107. – DOI: 10.1016/0040-6090(84)90337-7.
9. Sumi S., Awano H., Hayashi M. Interference induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in ultrathin magnetic films // Scientific Reports. – 2018. – Vol. 8 (1). – P. 776. – DOI: 10.1038/s41598-017-18794-w.
10. Anomalous field dependence of the Faraday effect in paramagnetic $Gd_3Ga_5O_{12}$ at 4.2 K / A. K. Zvezdin, S. V. Koptsik, G. S. Krinchik, R. Z. Levitin, V. A. Lyskova, A. I. Popov // JETP Letters. – 1983. – Vol. 37 (7). – P. 393–396.
11. Novotný P., Křížánková M., Boháček P. Investigation of $Gd_3Ga_5O_{12}$ by micropolarimetry // Journal of Analytical Sciences, Methods and Instrumentation. – 2013. – Vol. 3 (1). – P. 13–16. – DOI: 10.4236/jasmi.2013.31003.
12. Mukimov K. M., Sokolov B. Yu., Valiev U. V. The Faraday effect of rare-earth ions in garnets // Physica Status Solidi (A). – 1990. – Vol. 119 (1). – P. 307–315. – DOI: 10.1002/pssa.2211190136.

13. Wang W. Magnetic and magneto-optical properties of $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ in high magnetic fields // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – Vol. 102 (6). – P. 063905. – DOI: 10.1063/1.2781525.
14. Magnetic and magneto-optical properties of neodymium gallium garnet under “extreme” conditions / M. Guillot, X. Wei, D. Hall, Y. Xu, J. H. Yang, F. Zhang // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 93 (10). – P. 8005–8007. – DOI: 10.1063/1.1558086.
15. Euler F., Bruce J. A. Oxygen coordinates of compounds with garnet structure // *Acta Crystallographica*. – 1965. – Vol. 19 (6). – P. 971–978. – DOI: 10.1107/S0365110X65004747.
16. Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фойгта применительно к полупроводникам. – Киев : Наукова думка, 1979. – 178 с.
17. Untangling the contributions of cerium and iron to the magnetism of Ce-doped yttrium iron garnet / B. Casals, M. Espínola, R. Cicheler, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross, G. Herranz, J. Fontcuberta // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 108 (10). – P. 102407. – DOI: 10.1063/1.4943515.
18. Magneto-optical polar Kerr effect in ferrimagnetic garnets and spinels / S. Visnovsky, V. Prosser, R. Krishnan, V. Parizek, K. Nitsch, L. Svobodova // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1981. – Vol. 17 (6). – P. 3205–3210. – DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061610.
19. Magneto-optics of nanoscale Bi:YIG films / V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D. Balabanov, V. Burkov // *Applied Optics*. – 2013. – Vol. 52 (26). – P. 6599–6606. – DOI: 10.1364/AO.52.006599.
20. Franta D., Mureşan M.-G. Wide spectral range optical characterization of yttrium aluminum garnet (YAG) single crystal by the universal dispersion model // *Optical Materials Express*. – 2021. – Vol. 11 (12). – P. 3930–3945. – DOI: 10.1364/OME.441088.
21. Polar and longitudinal magneto-optical spectroscopy of bismuth substituted yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition / M. Veis, E. Lišková, R. Antoš, Š. Višňovský, N. Kumar, D. S. Misra, N. Venkataramani, S. Prasad, R. Krishnan // *Thin Solid Films*. – 2011. – Vol. 519 (22). – P. 8041–8046. – DOI: 10.1364/OME.441088.
22. Terahertz response of gadolinium gallium garnet (GGG) and gadolinium scandium gallium garnet (SGGG) / M. Sabbaghi, G. W. Hanson, M. Weinert, F. Shi, C. Cen // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – Vol. 127 (2). – P. 025104. – DOI: 10.1063/1.5131366.
23. Role of gallium diffusion in the formation of a magnetically dead layer at the $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ epitaxial interface / S. M. Sutturin, 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 // *Physical Review Materials*. – 2018. – Vol. 2 (10). – P. 104404. – DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.104404.