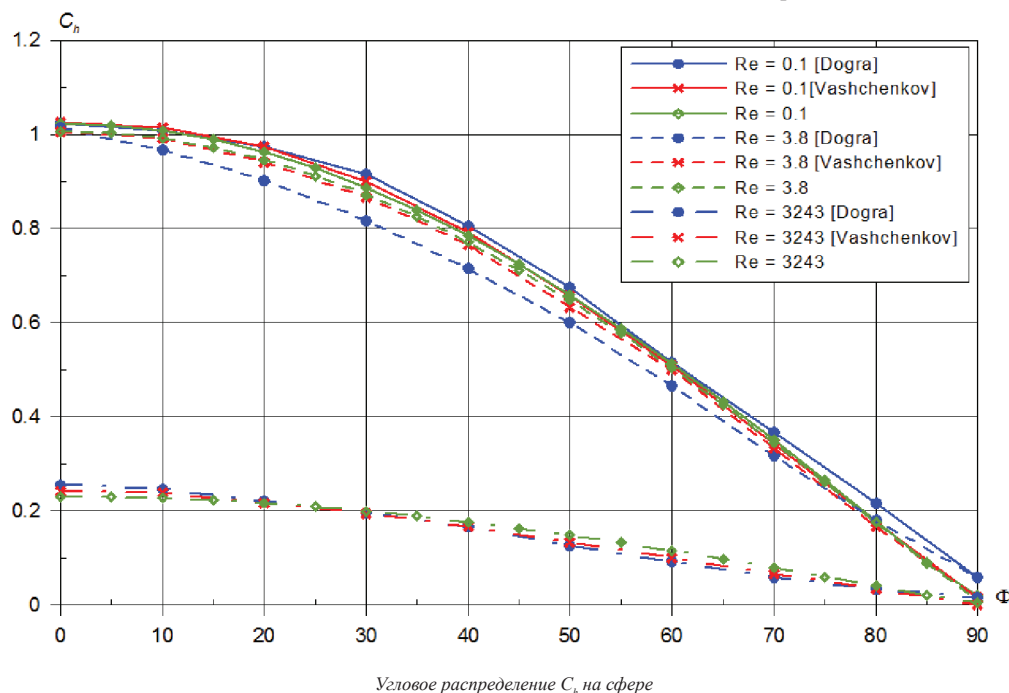


$$F_{b,2} = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta Kn_2} \cdot \operatorname{I}g \left( \frac{Kn_0}{Kn_m} \right) \right) \right)$$

Если  $Kn_0 < Kn_m$ , используется мостовая функция  $F_{b,1}$ . В противном случае  $F_{b,2}$ . Значения  $Kn_m = 0.3$ ,  $\Delta Kn_1 = 1.3$  и  $\Delta Kn_2 = 1.4$  были определены путем сравнения с результатами моделирования методом прямого статистического моделирования (Монте-Карло).

Разработанная методика для расчета тепловых потоков на тело имеет практический интерес для организации и специалистов, занимающихся определением теплового потока.

На рисунке показаны зависимости коэффициента теплопередачи на сфере от угла при различных числах Рейнольдса ( $Re = 0.1, 3.8, 3243$ ). Полученные результаты сравнены с результатами Dogra V.K., Wilmoth R.G. [7] и Ващенко П.В. [6]. Здесь угол откладывается от точки торможения.



На рисунке видно, что тепловой поток в свободномолекулярном и в континуальном режимах локально-мостовым методом определяется хорошо, но в переходном режиме дает повышенное значение коэффициента примерно на 15% на углах 20–55 градусов [6, 10]. Можно сказать, что результаты, полученные локально-мостовым методом, дают правильное поведение и достаточно хорошо согласуются с результатами метода прямого статистического моделирования (ПСМ). Локально-мостовой метод дает в переходном режиме завышенное значение коэффициента теплопередачи примерно на 15% на углах 20–50 градусов. Методики и результаты смогут быть полезны при создании современных и перспективных воздушно-космических аппаратов нового поколения [8-11]. Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 14-07-00564-а).

#### Список литературы

1. Авдуевский В.С., Галицейский Б.М. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. – М.: Машиностроение, 1992. – 528 с.
2. Белоцерковский О.М., Хлопков Ю.И. Методы Монте-Карло в механике жидкости и газа. – М.: Азбука, 2008. – 330 с.
3. Хлопков Ю.И., Зяя Мью Мьинг, Хлопков А.Ю., Чжо Зин Методы Монте-Карло для определения аэротермодинамических характеристик гиперзвуковых воздушно-космических систем // Materials digest of LI International Research and Practice Conference «Physical, Mathematical and Chemical Sciences: Theoretical Trends and Applied Studies», – London: IASHE, 2013, pp. 41-44.
4. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. – М.: Наука, 1967. – 440 с.
5. Lee Lester Laminar heat transfer over blunt nosed bodies at hypersonic flight speeds // Jet Propulsion. – 1956. – V. 26, N 4. – P. 259-269.
6. Ващенко П.В. Численный анализ высотной аэротермодинамики космических аппаратов: дис. канд.-техн. наук, Новосибирск: ИТТМ СО РАН., 2012.

7. Dogra V.K., Wilmoth R.G., Moss J.N. Aerothermodynamics of 1.6-m-diameter sphere in hypersonic rarefied flow. J. AIAA. – 1992. – V. 30, N 7. – P. 1789 – 1794.

8. Зяя Мью Мьинг Высотная аэротермодинамика гиперзвуковых воздушно-космических систем // Материалы II международной научно-практической конференции «Сайнс-проекты молодых ученых – 2013». – Ростов-на-Дону, 2013. с. 27-30.

9. Зяя Мью Мьинг, Хлопков А.Ю. Исследование аэротермодинамики перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов // Труды МАИ. 2013, № 66, 19 с.

10. Зяя Мью Мьинг, Хлопков А.Ю. Методика расчета тепловых потоков в ламинарном и турбулентном пограничном слое // Труды 56-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук». – Жуковский, 2013. с. 28-29.

11. Хлопков Ю.И., Чернышев С.Л., Зяя Мью Мьинг, Хлопков А.Ю. Введение в специальность II. Высокоскоростные летательные аппараты. – М.: МФТИ, 2013. – 192 с.

#### SPECIFIC FUTURES OF OPTICAL ANISOTROPY IN TERBIUM IRON AND TERBIUM GALLIUM GARNETS

Pashkov A.D., Khubulov A.K., Tsidava N.I., Abaeva V.V., Turiev A.M., Enalidieva E.V., Butkhuzi T.G., Khaimanov S.A., Ramonova A.G.

North-Ossetian State University, Natural Sciences Research and Education Centre, e-mail: vip.sagittarius@yandex.ru

We reported magneto-optical properties of  $Tb^{3+}$  in single crystals of  $Tb_3Fe_5O_{12}$  and  $Tb_3Ga_5O_{12}$  for ion occupying sites of  $D_2$  symmetry in the garnets structure. It is shown that in the employed Voigt geometry the magnetic linear birefringence and the dichroism reach values  $10^{-4}$ , and have a strong dependence on the wavelength and a strong anisotropy. The absorption spectra were obtained at temperatures of 30K, 100K using magnetic field up to 25 kOe applied parallel and perpendicular to the electric vector E linearly polarized light on the

${}^7F_6 - {}^7F_0$  and  ${}^7F_6 - {}^7F_1$  optical transitions region. The aim of this research was revealing of a role of contributions of exchange interaction and a crystal field in splitting of energy levels of the basic condition  ${}^7F_6$  ion  $Tb^{3+}$  multiplet in Tb ferrite-garnet by studying of character of spectra magnetic linear dichroism (MLD) paramagnetic and ferrimagnetic crystals placed in an external magnetic field. More over, the assumption about nonreciprocity of magnetic linear birefringence (MLB) spectra and dichroism with the change of the relative orientation of the magnetization vector  $I$  and the light wave vector has been experimentally confirmed. This effect may use as a base for the design of the different transducers, for example, magneto-optical optical channels commutator.

**Introduction**

Rare earth iron garnets with narrow ferromagnetic resonance linewidths, very low hysteresis losses, and excellent dielectric properties have been widely applied in microwave devices in a wide range of frequencies (1–100 GHz), magneto-optical transducers and typically employed as magnetic recording media [1-11]. The garnet structure is responsible for a number of specific features in the behaviour of the magnetic, magnetoelastic, and magneto-optical properties of these compounds, which qualitatively differ from those of crystals with cubic symmetry of the environment of the magnetic ions.

**Experiment**

Using the method of flux growth under 10 bars of oxygen pressure, single crystals of  $Tb_3Fe_5O_{12}$  and  $Tb_3Ga_5O_{12}$  were synthesized by B.V. Mill at Moscow State University. X-ray diffraction measurements were in agreement with the  $Ia\bar{3}d$  garnet structure. Polished platelets – 100-250  $\mu m$  thick-oriented perpendicular to the [110] and [100] axes were obtained from the same «as grown» crystal. Magneto-optical measurements were performed at a temperature of 30K, 82K, 100K and 295K under a magnetic field of up to 25 kOe on the spectrometer facility, characterized in [2,3,5]. MLB spectra were obtained in energy regions 5100-5900  $cm^{-1}$  with a high optical resolution 0.12  $cm^{-1}$  with the help of a modulation technique. The experimental accuracy is estimated at  $\pm 2\%$ . It is noted that the samples are cooled at the lowest temperature in the absence of a magnetic field prior to MLB measurements. The angle of rotation of the samples was measured with 0.1° accuracy.

**Results**

The dependence of the intensity  $I(\omega)$  of the light transmitted through the sample, as well as of the intensity  $I_0(\omega)$  of the light without the sample, was registered with an automatic recorder.

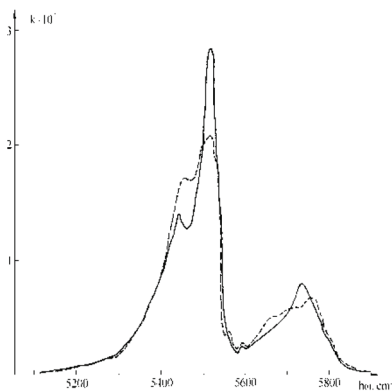


Fig. 1. Absorption spectra of TbIG: solid curve –  $\bar{k} \parallel [110]$ , dashed –  $\bar{k} \parallel [110], \vec{E} \perp \vec{I} \parallel [001]$

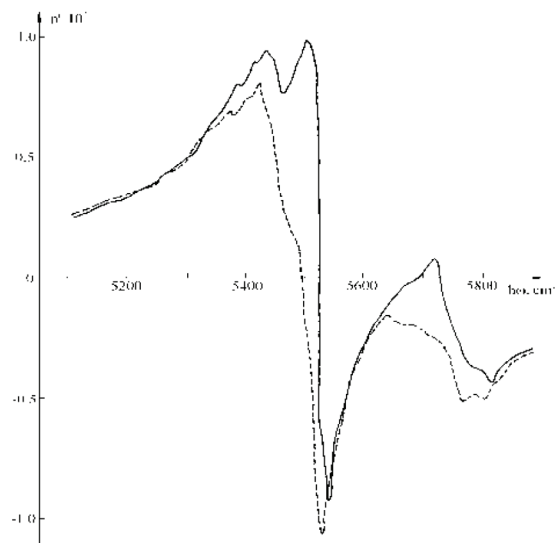


Fig. 2. Frequency dependences of the contribution made to the refractive index by  $\vec{E} \wedge \vec{I} \parallel [110]$ ; the optical transition  ${}^7F_6 - {}^7F_0$  of the  $Tb^{3+}$  ion of the TbIG: solid curve –  $\bar{k} \parallel [110], \vec{E} \perp \vec{I} \parallel [001]$ ; dashed –  $\bar{k} \parallel [110], \vec{E} \perp \vec{I} \parallel [001]$

Fig. 1 shows the measured absorption coefficient  $k'(\omega)$ , in the Voigt geometry, of an  $Tb_3Fe_5O_{12}$  plate cut in the (110) plane, at  $\bar{k} \parallel [110], \vec{E} \perp \vec{I} \parallel [110]$ , Fig. 2 shows the  $n'(\omega)$  spectra calculated on these results with the aid of the Kramers-Kronig relations ( $n'$  is the contribution made to the refractive index by the light absorption by the rare earth (RE) ions). A difference between  $k'(\omega)$  and  $n'(\omega)$  at two E orientations is evidence that the crystal is optically biaxial. This difference in  $k'$  is a maximum at the frequencies 5450 and 5500  $cm^{-1}$ . It reaches 60-70%. As seen from Fig. 2,  $\Delta n = n'_{100} - n'_{110}$ , reaches a value  $1 \times 10^{-3}$  and reverses sign several times in the region of the absorption band.

Thus the character of the optical anisotropy of the crystal depends on the relative orientation of the vectors  $k$  and  $I$ . No such effect had been observed before for  $Tb_3Fe_5O_{12}$  and for  $Tb_3Ga_5O_{12}$  in such geometry of the experiment to our knowledge.

Fig. 3 shows the transmission spectra of linearly polarized light of a terbium gallate. The spectra are obtained in a Voigt geometry (the light wave vector  $k$  is normal to a surface in which the magnetic field vector  $H$  lies). Within the limits of experimental accuracy the spectra for the perpendicular and parallel orientations of the vector  $E$  to the direction of  $H$  are in agreement. A single-component structure for the transition  ${}^7F_6 - {}^7F_0$  is observed at the 30K temperature and three components at  $T=100K$ . At both 30K and 100K for the transition  ${}^7F_6 - {}^7F_1$  two components are observed.

In contrast to the gallate-garnet absorption spectra in the terbium IG, the pattern of the absorption line structure in analogous transitions is complicated, as is seen in Fig.4: broadening of each of the components is observed, and it becomes more difficult to resolve the fine structure of the transitions. As is seen from a comparison, these spectra disclose a substantial optical anisotropy of the magnetic birefringence and dichroism. In formulating this experiment we started from the fact that only the lowest of the thirteen singlets into which the ground multiplet of the terbium ion  ${}^7F_6$  is split by the crystalline field will be populated at low temperatures, while the excited level  ${}^7F_0$  has a singlet structure because the total moment equals

zero, and its position will depend relatively weakly on the orientation of  $I$  in the crystal. Consequently, the position of the highly energetic components of the absorption line fine structure in the electronic transition  ${}^7F_6 - {}^7F_0$  (and apparently in the transition  ${}^7F_6 - {}^7F_1$ ) should yield information directly about the anisotropy of the lowest levels of the multiplet  ${}^7F_6$  of the  $Tb^{3+}$  ion.

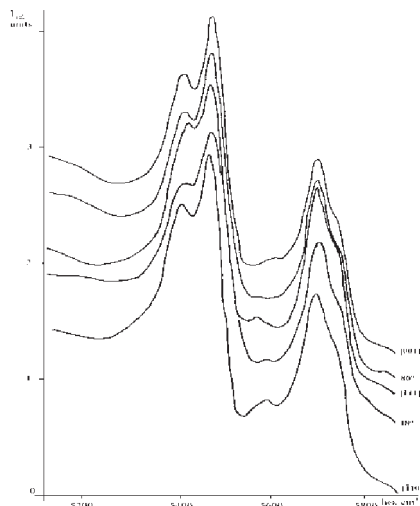


Fig. 3. Absorption spectra of linearly polarized light of a  $Tb_3Ga_5O_{12}$ : solid curve –  $T=30$  K, dashed –  $T=100$  K

#### Acknowledgments

The work is executed at support of the Ministry of education and science of the Russian Federation (the project № 2.2527.2011). Investigations were carried out on the equipment of Natural Sciences Research and Education Centre at North-Ossetian State University.

#### References

1. Wang W., Chen R. and Qi X.: J. Alloy. Compd. Vol. 512 (2012), p. 128
2. Tsidaeva N., Abaeva V., Enalidieva E., Magkoev, Turiev A., Ramonova A. and Butkhuzi T.: Key Eng. Mater. Vol. 543 (2013), p. 364 T.
3. Tsidaeva N.I., Abaeva V.V., Magkoev T.T.: Acta Phys. Polonica A Vol. 121(1) (2012), p. 74
4. Wang W., Chen R. and K. Wang: IEEE Trans. Magn. Vol. 48 (2012), p. 3638
5. Wang W., Qi X. and Liu G.: J. Appl. Phys. Vol. 103(7) (2008), p. 073908
6. Tsidaeva N.I.: J. Alloy. Compd. Vol.408-412 (2006), p. 164
7. Nath M., Sharma C.L. and N. Bharti: Rev. Inorg. Chem. Vol. 20 (2000), p. 137
8. Guillot M., Feldmann P. and Le Gall H.: J. Magn. Magn. Mat. Vol. 30 (1982), p. 223
9. Guillot M., Feldmann P., Le Gall H. and A. Marchand: J. Appl. Phys. Vol. 63 (1988), p. 3104
10. Ramazanoglu, V. Kiryukhin and S.-W. Cheong: Phys. Rev. Vol. B82 (2010), p. 014414
11. Reshmi C.P., Pillai S. Savitha, K.G. Suresh and M.R. Varma: Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol. 324 (12) (2013), p. 1962
12. Tsidaeva N.I., Abaeva V.V., Enalidieva E.V., Magkoev T.T., Ramonova A.G., Butkhuzi T.G., Kesaev V.I. and Turiev A.M.: Optical Materials Vol. 35 (10) (2013), p. 1783.

#### ИЗМЕНЕНИЕ MORFOLOGИИ ПОВЕРХНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

<sup>1</sup>Пашков А.Д., <sup>1,2</sup>Туриев А.М., <sup>1</sup>Бутхузи Т.Г., <sup>1</sup>Рамонова А.Г., <sup>1</sup>Хайманов С.А., <sup>1</sup>Абаева В.В., <sup>1</sup>Еналдиева Е.В., <sup>1</sup>Цидаева Н.И.

<sup>1</sup>СОГУ им. К.Л. Хетагурова, Владикавказ,  
e-mail: vip.sagittarius@yandex.ru;  
<sup>2</sup>СПб ГУ, Санкт-Петербург

В работах по исследованию фрагментации органических пленок MnPc и PTCDA под действием импульсного лазерного излучения была обнаружена

зависимость масс-спектров частиц десорбционного потока от кратности облучения [1]. Происходит модификация пленок, проявляющееся как изменение параметров поверхности. В частности, воздействие лазерного излучения на поверхность пленок перилена в спектральной области фундаментального поглощения вызвало изменение оптических свойств облученных участков [2]. С помощью интерференционного микроскопа МИИ-4 было обнаружено изменение отражательной способности облученных областей. Более детальное исследование облученных участков пленок MnPc (80 нм) с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) показало, что происходит необратимое изменение состояния поверхности [3]. В связи с чем, в данной работе ставилась задача исследования топографии поверхности пленок PTCDA и PTCDI(C<sub>7</sub>H<sub>7</sub>)<sub>2</sub> методами АСМ и закономерностей модификации органических пленок импульсным лазерным излучением наносекундной длительности.

Объекты исследования и техника эксперимента. В качестве источника излучения использовался Nd<sup>3+</sup> YAG лазер с энергией кванта 2.34 эВ и длительностью импульса 10 нс. Длина волны лазера попадает в спектральную область собственного поглощения используемых органических пленок как PTCDA, так и MnPc. Пленки PTCDA наносились на поверхность GaAs (100) с использованием ячейки Кнудсена в вакууме 10<sup>-5</sup> Па. В качестве исходного материала использовался очищенный порошок производства компании «Aldrich Chem. Co.». Скорость осаждения составляла 0.1 нм/с. Толщина пленок контролировалась резонансным методом во время напыления. Качество (молекулярный состав) пленок оценивалась сравнением ИК – спектров поглощения пленок и исходного порошка. Исследование топографии поверхности облученных пленок проводилось в условиях форвакуума (10<sup>-1</sup> Па) с использованием атомно-силового микроскопа NTEGRA-AURA компании NT-MDT.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Известно, что при осаждении молекул PTCDA на горячую подложку происходит их частичная фрагментация с последующей десорбцией фрагментов с поверхности пленки [4]. Согласно результатам работы [5], легкие фрагменты, осколки карбонильной части молекулы PTCDA, начинают присутствовать в спектрах десорбционного потока при температуре 350К, а фрагментация остова молекулы начинается при 470К.

Учитывая эти результаты, а также планируя последующую обработку лазерным излучением, в данной работе осаждение органических пленок осуществлялось без нагрева подложки. В этом случае поверхностная диффузия затруднена, из-за низкой температуры, и осажденные молекулы образуются на поверхности подложки агломераты – кластеры. Происходит двумерный островковый рост с образованием малоподвижных кластеров и в результате пленки имеют столбчатую структуру. Необработанная пленка выглядит довольно неровной, и далее она подвергалась облучению импульсным лазерным излучением.

Действие лазерного излучения в спектральной области собственного поглощения пленки приводит к уплотнению поверхностного слоя пленок. Можно выделить три различных участка в зоне облучения, где произошло уплотнение и ступенчатое удаление пленки (рис. 1а). Одиночный скан, представленный на (рис. 1б) взят с уровня 55 – го мкм по горизонтали. В центральной части области облучения уровень поверхности опустился на 34 нм ниже по сравнению со следующей ступенькой, которая в свою очередь опу-