

ством меланина, что уменьшат защиту, в коже типов I-III нужно особо тщательно подходить к выбору мощности, длины волны и времени облучения, чтобы не нанести повреждения облучаемому объекту.

Подбор лазерного терапевтического аппарата и параметров лазерного излучения должен зависеть от места воздействия, характера влияния и эффективности результата терапии.

Литература

1. Тымчик Г.С. Мониторинг изменений температур при лазерной терапии / Г.С. Тымчик, Н.Ф. Терещенко, М.Р. Печена // Вестник НТУУ «КПИ». Серия приборостроения, 2014. – Вып. 47. – С. 156–162.

2. Тымчик Г.С. Исследования влияния лазерного излучения на температурные процессы в биологических тканях / Г.С. Тымчик, Н.Ф. Терещенко, О.Г. Ляшенко, О.С. Гнатейко // Вест-

ник НТУУ «КПИ». Серия приборостроения, 2015. – Вып. 49. – С. 153–158.

3. Шмендель О.Г. Математическая модель температурных изменений в биологических тканях при лазерном облучении с учетом типа кожи / О.Г. Шмендель, Н.Ф. Терещенко // XVI Международная научно-техническая конференция «Физические процессы и поля технических и биологических объектов». Кременчуг, 2017. – С. 90–92.

4. Шмендель О.Г. Влияние лазерного излучения разных длин волн на температурные процессы в биологических тканях / О.Г. Шмендель, Н.Ф. Терещенко // Лазерная хирургия. Материалы научно-практической конференции «Лазерные технологии в клинической медицине: современные тенденции развития в Украине» / укл. В.В. Холин, А.В. Корунець. – Черкассы : Вертикаль. Издатель С.Г. Кандич, 2018. – 298 с.ил. – С. 253–260, с. 253–260.

УДК 681.7.012:681.785.4

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОГО РЕФЛЕКТОРА НА ОСВЕЩЕННОСТЬ В ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Гелич И.В.

*Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», Киев, Украина*

Диагностические средства в биофотонике, как и любые оптико-электронные приборы, могут содержать в своем составе огромную номенклатуру по конфигурации и размерам оптических элементов и систем. Причем несколько качественно изготовлены и проконтролированы оптические элементы, настолько и точной будет биомедицинская диагностика. Развитие стеклообрабатывающих технологий и рост требований к таким измерительным средствам привело к широкому внедрению оптических деталей с несферическим (асферичным) профилем поверхности. Не смотря на значительно меньше габариты оптической системы, они позволяют получить высокие передающие и аберрационные характеристики.

Фотометрия мутных сред, в том числе и биологических, имеет ряд функциональных особенностей, которые накладывают отпечаток на критерии качества при оценке оптических систем. Так, например, самым распространенным методом в оптике биотканей является метод интегрирующих сред, основными требованиями к которым являются сферичность внутренней поверхности и качество диффузного покрытия, обеспечивающие равномерное рассеивание внутри сферы. Контроль формы и покрытия в этом случае достаточно хорошо отработаны. Но вместе с тем, интегральность регистрируемых потоков существенно ограничивает возможности фотометрии интегрирующими сферами. Большим

функционалом обладает фотометрия эллипсоидальными рефлекторами [1, 2], для которой уже также хорошо разработаны методы изготовления и контроля формы внутренней отражающей поверхности [3, 4]. Как известно, оптические элементы с несферическим профилем поверхности менее склонны к различным видам аберраций, что делает использование их типовых конфигураций в качестве хорошего решения в оптике светорассеивающих сред.

Фотометры с эллипсоидальными рефлекторами (ЭР) представлены как измерительные средства при исследовании оптических свойств биологических тканей. Основной конструктивной особенностью таких фотометров является его техническое исполнение, основанное на использовании рефлектора с внутренней отражающей поверхностью в виде усеченного по фокальным плоскостям эллипсоида вращения. Спектральный диапазон работы фотометров с ЭР зависит от параметров лазерного источника и отражающих свойств внутренней зеркальной поверхности эллипсоида вращения.

Используя фотометры с ЭР, преимущественно имеют дело с регистрацией полного пропускания, диффузного пропускания и отражения, а также коллимированного пропускания. Некоторые типы фотометров имеют конструкцию, обеспечивающую возможность регистрации, кроме указанных, еще и коллимированного от-

ражения, что подтверждает тот факт, что данный класс фотометров позволяет получить более чем необходимую информацию для исследования оптических свойств биологической среды.

Эллипсоидальный рефлектор является не-сферической поверхностью второго порядка потому для описания его поверхности используют те же уравнения, используемые для описания асферических поверхностей высшего порядка. В таких программах для автоматизированного расчета оптических систем, как CAPO и OPAL [5], одним из способов задания асферических поверхностей высшего порядка являются коэффициенты уравнения в системе координат, связанной с вершиной поверхности

$$u = a_1z - a_2z^2 + a_3z^3 + \dots \quad (1)$$

где $u = x_2^2 + y_2^2$, коэффициент a_1 , связанный с радиусом кривизны r_0 , при вершине поверхности $a_1 = 2/r_0$, а коэффициент a_2 – с эксцентриситетом e который образован кривой второго порядка $a_2 = (1 - e^2)$.

В других программах, например, в ZEMAX, CODE-V, OSLO [5], используется уравнение вида:

$$z = \frac{u \times p_0}{1 + \sqrt{1 - u \times p_0^2 \times (1 - e^2)}} + b_1u^2 + b_2u^4 + b_3u^6 + \dots \quad (2)$$

где $p_0 = 1/r_0$ – кривизна поверхности при вершине.

Удобство использования уравнения (1) состоит, прежде всего, в том, что каждый коэффициент уравнения определяет только соответствующий порядок аберрации, позволяет наглядно использовать эти коэффициенты для баланса аберраций при проектировании оптических систем. Однако, не все программы позволяют непосредственно задавать асферические уравнения такого вида. Кроме того, иногда возникает необходимость проверки расчетов, выполненных с использованием уравнения (1), с помощью другого программного обеспечения. Переход от уравнения типа (1) к типу (2) однозначный только для случая уравнения второго порядка, поэтому при использовании поверхностей высшего порядка при переходе от одной программы для автоматизированного расчета оптических систем в другую необходимо выполнять перерасчет коэффициентов уравнения асферической поверхности. Но не одно из уравнений не позволяет описать асферичную поверхность эллипсоида достаточно точно, поэтому был разработан метод трассирования лучей [6].

В данной работе приведено исследования освещения зон фотометрического изображения, которое получено при трассировке лучей в системе «биологическая ткань + ЭР», для разных эксцентриситетов при фиксированном фокальном параметре 11 мм. Фотометрические изображения были получены путем запуска 20 миллионов фотонов бесконечно тонкого пучка в ткань

печени свиньи со следующими оптическими свойствами: $\mu_a = 0,66$; $\mu_s = 1,22$; $n = 1,39$; $g = 0,76$; толщина слоя составляла 1 мм.

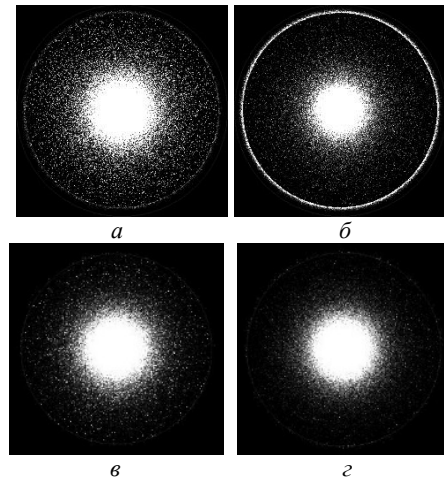


Рисунок 1 – Фотометрические изображения образца печени свиньи для ЭР с эксцентриситетами 0,4 (а, б) и 0,8 (в, з) в прошедшем (а, в) и отраженном (б, з) свете

На основании анализа серии таких фотометрических изображений (рис.1) были получены графики зависимости освещенности различных зон. На рис. 2 приведен график зависимости освещенности внешнего кольца изображения от эксцентриситета ЭР, граничные значения которого определялись в соответствии с технологией их изготовления [3, 4].

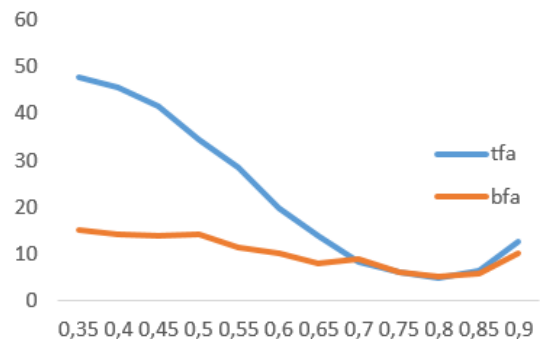


Рисунок 2 – Освещенность внешнего кольца фотометрического изображения в зависимости от эксцентриситета ЭР для прошедшего (bfa) и отраженного света (tfa)

Анализ полученных данных свидетельствует об определённой корреляции освещенности различных зон фотометрических изображений со значениями RMS по осях X и Y от эксцентриситета ЭР [7] и требует дальнейшего изучения.

Литература

1. Безугла Н.В. Просторова потокова біометрія середовищ еліпсоїдальними рефлекторами / Н.В. Безугла, М.О. Безуглий, Ю.В. Чмир // Електроніка і зв'язок. – 2014. – Том 19. – № 6 (83). – С. 87–93.

2. M.A. Bezuglyi, N.V. Bezuglaya, S. Kostuk, «Influence of laser beam profile on light scattering by human skin during photometry by ellipsoidal reflectors», *Devices and Methods of Measurements*. 9(1):56–65, 2018.

3. Безуглий М.О. Особливості виготовлення еліпсоїдальних рефлекторів фотометрів / М.О. Безуглий, І.І. Синявський, Н.В. Безугла, А.Г. Козловський // Вісник НТУУ «КПІ». Серія Приладобудування, 2016. – № 2 (52). – С. 76–81.

4. Безуглий М.О. Контроль форми еліпсоїдальних рефлекторів біомедичних фотометрів / М.О. Безуглий, Лінючева О.В., Безуг-

ла Н.В., Бик М.В., Костюк С.А // Вісник НТУУ «КПІ». Серія Приладобудування, 2017. – № 1 (53). – С. 62–69.

5. Программы расчета оптических систем [Электронный ресурс]. – 2006. – Режим доступа к ресурсу: <http://optdesign.narod.ru/programs.htm>.

6. M.A. Bezuglyi, N.V. Bezuglaya, I.V. Helich, «Ray tracing in ellipsoidal reflectors for optical biometry of media», *Appl Opt.*, no. 56 (30), pp. 8520–8526, 2017.

7. Helich I.V. Features of aberrational analysis of ellipsoidal Reflectors to optical biomedical diagnostic / I.V. Helich. – Minsk, 2017.

УДК 621

CONTINUOUS-WAVE MICROCHIP LASER OPERATION OF Yb-DOPED GALLIUM GARNETS
J.M. Serres,¹ V. Jambunathan,² P. Loiko,^{1,3} X. Mateos,^{1,4} H. Yu,⁵ H. Zhang,⁵ J. Liu,⁶ A. Lucianetti,²
T. Mocek,² K. Yumashev,³ U. Griebner,⁴ V. Petrov,⁴ M. Aguiló,¹ F. Díaz¹

¹ Física i Cristal·lografia de Materials i Nanomaterials, Universitat Rovira i Virgili, Tarragona, Spain

² HiLASE Centre, Institute of Physics CAS, Dolní Břežany, Czech Republic

³ Center for Optical Materials and Technologies, Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus

⁴ Max Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy, Berlin, Germany

⁵ State Key Laboratory of Crystal Materials, Shandong University, Jinan, China

⁶ College of Physics, Qingdao University, Qingdao, China

Ytterbium (Yb³⁺) ions are attractive for high-power, efficient and wavelength-tunable laser operation near 1 μm. Yb-lasers enable power scaling due to a low quantum defect (Stokes shift) between the pump λ_p and laser λ wavelengths and because they can be pumped with commercially available, high-power InGaAs laser diodes emitting at 930–980 nm. The Yb³⁺ ion is also free of unwanted parasitic processes such as excited-state absorption and up-conversion and it typically shows very high luminescence quantum yield leading to exceptionally high laser efficiency (> 80%). One of the hosts for Yb³⁺ doping are the cubic ordered and disordered garnets. They possess quite good thermo-optical and thermo-mechanical properties as well as relatively high thermal conductivity.

In the present report, we compare the microchip laser performance of a series of Yb-doped gallium garnets with ordered, Yb:Y₃Ga₅O₁₂ (Yb:YGG) and Yb:Lu₃Ga₅O₁₂ (Yb:LuGG) [1-3], as well as disordered, Yb:Ca₃(Nb_{1.5}Ga_{0.5})Ga₃O₁₂ (Yb:CNGG) and Ca₃Li_yNb_{1.5+y}Ga_{3.5-2y}O₁₂ (Yb:CLNGG) [4-6], crystal structure.

The Yb:LuGG and Yb:YGG crystals were grown in an oxygen atmosphere by the optical floating zone method, and Yb:CNGG and Yb:CLNGG ones were grown by the Czochralski method. From the as-grown bulks, rectangular samples were cut along the [111] crystallographic direction. Their thickness, aperture and doping level are specified in Table 1. The samples were wrapped with indium foil to improve the thermal contact and mounted in a water-cooled copper holder kept at ~12 °C.

Table 1. Compositional and Geometrical Parameters of the Studied Laser Crystals

Crystal	Dopin g, at.%	N _{Yb} , 10 ²⁰ cm ⁻³	Thickness, mm	Apertur e, mm ²
Yb:LuGG	7.13	9.4	6.00	3 × 3
Yb:YGG	7.35	9.7	6.02	3 × 3
Yb:CNGG	5.80	7.1	8.00	5 × 5
Yb:CLNGG	4.30	5.3	3.14	3 × 3

The microchip laser cavity consisted of a flat pump mirror (PM), AR coated for 0.9–1.0 μm and HR coated for 1.02–1.20 μm, and a set of flat output couplers (OC) with transmission T_{OC} = 1 %, 5 % or 10 % at the laser wavelength. The cavities contained no air gaps so that their lengths were equal to the geometrical length of the crystals. The fiber-coupled InGaAs diode was used, nominally emitting at around ~932. The pump beam was focused into the crystals with a lens assembly having a reimaging ratio of 1:1 and a focal length of 30 mm. The diode had a fiber core diameter of 105 μm and N.A. of 0.14. The diode provided a maximum output power of 25 W. The pump spot sizes in the focus w_p and confocal parameter 2z_R was then ~52 μm/1.0 mm. The crystals were pumped in a single-pass configuration.

The pump saturation intensity for the studied crystals was estimated to be ~20 kW/cm². For Yb:YGG, Yb:LuGG, and Yb:CNGG the pump absorption at high pump level was 60–70 % while for Yb:CLNGG it was ~50 % due to the shorter length of the crystal.

In Fig. 1, the absorption σ_{abs} and stimulated-emission cross-sections σ_{SE} spectra for the studied crystals are shown. The peak σ_{SE} values are slightly