

УДК 681.7.055.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Е.А. Никулина^a, В.А. Зверев^b

^a Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

^b Оптическое общество им. Д.С. Рождественского, Санкт-Петербург, 199034, Российская Федерация

Адрес для переписки: katerina.nikulina@gmail.com

Информация о статье

Поступила в редакцию 19.02.15, принята к печати 24.02.15

doi:10.17586/2226-1494-2015-15-2-196-201

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Никулина Е.А., Зверев В.А. Исследование влияния двулучепреломления на качество изображения фотолитографических систем при частично когерентном освещении // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Том 15. № 2. С. 196–201.

Аннотация

Предмет исследования. Рассматривается векторная модель преобразования электромагнитного излучения в оптических системах, учитывающая влияние двулучепреломления, а также частичную когерентность освещения.

Модель. Предложенная модель основана на представлении комплексной амплитуды монохроматического поля через суперпозицию базисных плоских волн. Изображение в проходящем свете при частично когерентном освещении проводится по методу интегрирования по источнику.

Основные результаты. Результаты моделирования функции рассеяния точки демонстрируют степень влияния двулучепреломления на качество изображения. В присутствии волновой аберрации порядка 0,098 длины волны энергетические потери в центре кружка Эри при среднем двулучепреломлении 4 нм/см составили 8%, а при 16 нм/см достигли 30%. Также представлен расчет функции рассеяния точки для реального образца флюорита. Центральный максимум функции рассеяния точки без учета двулучепреломления составил 0,722, с учетом – 0,701.

Практическая значимость. Результаты работы могут найти применение при разработке фотолитографических объективов, а также при создании любых других оптических систем, где требуется учет поляризационных свойств материалов.

Ключевые слова: двулучепреломление, поляризация, аберрации, функция рассеяния точки.

STUDY OF BIREFRINGENCE INFLUENCE ON IMAGE QUALITY OF PHOTOLITHOGRAPHY SYSTEMS IN VIEW OF PARTIALLY-COHERENT LIGHT SOURCE

Е.А. Nikulina^a, V.A. Zverev^b

^a ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

^b D.S. Rozhdestvensky Optical Society, Saint Petersburg, 199034, Russian Federation

Corresponding author: katerina.nikulina@gmail.com

Article info

Received 19.02.15, accepted 24.02.15

doi:10.17586/2226-1494-2015-15-2-196-201

Article in Russian

For citation: Nikulina E.A., Zverev V.A. Study of birefringence influence on image quality of photolithography systems in view of partially-coherent light source. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2015, vol.15, no. 2, pp. 196–201. (in Russian)

Abstract

Subject of study. A vector model for conversion of electromagnetic radiation in optical systems is considered, taking into account the influence of birefringence, as well as partially coherent illumination.

Model. The proposed model is based on the representation of the complex amplitude of the monochromatic field through the superposition of basic plane waves. Transmitted light image with partially coherent illumination is performed by the source integration method.

Main results. The results of simulation for the point spread function are demonstrating the level of the birefringence influence on the image quality. In the presence of the wave aberration about 0.098 of the wavelength, the wave energy loss in the center of the Airy disk with an average birefringence of 4 nm/cm was 8%, and at 16 nm/cm it reached 30%. The calculation of the point spread function for a real sample of fluorite is given. The central peak of the PSF without birefringence was 0.722, with regard to birefringence it was equal to 0.701.

Practical significance. The findings can be used in the development of photolithographic lenses, as well as for the manufacturing of any other optical systems that require consideration of the polarization properties of the materials.

Keywords: birefringence, polarization, aberration, point spread function.

Введение

Формирование и изменение изображения изучались с тех самых пор, как был создан первый оптический прибор. Эти исследования велись для того, чтобы описать или улучшить изображения, а также для создания новых оптических инструментов. Чем сложнее становились оптические приборы, тем большее число факторов оказывало влияние на качество изображения.

Оптическое стекло, а также кубические кристаллы, такие как флюорит, считаются изотропными веществами. Однако в процессе изготовления заготовок за счет многих технологических факторов, таких как неравномерное охлаждение после нагрева или механическая обработка заготовки, возникает анизотропия материала, вызывающая двулучепреломление при прохождении света через среду [1].

В большинстве случаев влияние двулучепреломления на изображение пренебрежимо мало, однако при создании оптики с высоким разрешением, применяемой в микролитографии, наличие остаточного двулучепреломления в материалах линз может стать причиной заметного ухудшения качества изображения [2]. Это связано с тем, что деформация волнового фронта, вызванная двулучепреломлением, обратно пропорциональна длине волны. Таким образом, даже несмотря на то, что подобных проблем не возникало для систем из K₂F (рабочая длина волны 248 нм), влияние двулучепреломления может стать очень серьезным при использовании таких материалов, как AgF (193 нм) или F2 (157 нм) [3, 4].

Количественная оценка двулучепреломления является важным этапом производственного контроля, в большинстве случаев она направлена на определение годности образца. Однако даже допустимые распределения неравномерностей по двулучепреломлению следует учитывать при расчете оптических систем с высоким разрешением. Существующие методы оценки влияния поляризационных свойств материалов [5, 6] громоздки и зачастую не позволяют учитывать весь спектр факторов, влияющих на изображение.

Основными особенностями расчета фотолитографических систем являются неприменимость стандартных скалярных методов из-за высоких числовых апертур [7], необходимость учета частичной когерентности источников [8], поляризационные свойства материалов [9–11], а также нелинейности в фоторезистах. Все это вынуждает разрабатывать новые алгоритмы расчета формирования изображения, основанные на более точном применении дифракционной теории.

Метод базисных плоских волн

Для применения строгой теории дифракции в этом случае используют представление комплексной амплитуды монохроматического поля через суперпозицию базисных плоских волн.

Базисная плоская волна [12] имеет единичную амплитуду с линейной поляризацией и направлением распространения в пространстве, определяемом направляющими косинусами c_x, c_y . Электрический и магнитный векторы базисной плоской волны лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, поэтому их ориентация в пространстве однозначно определена через c_x, c_y и принятое направление поляризации. Базисная плоская волна не может быть ограничена в пространстве, т.е. сама она не подвергается дифракции. Состояние поляризации базисной плоской волны может изменяться при взаимодействии с поляризующими средами.

Плоские волны, которые удовлетворяют перечисленным условиям, будем считать элементами базиса аппроксимации комплексной амплитуды монохроматического поля произвольного вида, причем комплексные коэффициенты аппроксимации будут представлять собой спектр векторных плоских волн. Магнитный и электрический векторы базисной плоской волны описываются выражениями (1) и (2) соответственно:

$$\mathbf{h}(r) = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{k}}{|\mathbf{j} \times \mathbf{k}|} \exp[i(\mathbf{k} \cdot r)], \quad (1)$$

$$\mathbf{e}(r) = i \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{h}(r)}{|\mathbf{k} \times \mathbf{h}(r)|}, \quad (2)$$

где \mathbf{j} – орт оси y , $\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \\ c_z \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} A'_0 \rho_x \\ A'_0 \rho_y \\ \sqrt{1 - (A'_0)^2 (\rho_x^2 + \rho_y^2)} \end{pmatrix}$.

Волновой вектор, записанный в канонических координатах, определяет направление плоской волны при помощи направляющих косинусов c_x, c_y и c_z , A'_0 – задняя апертура проекционного объектива.

Комплексная амплитуда монохроматического поля может быть представлена в виде суперпозиции базисных векторных плоских волн единичной амплитуды:

$$\mathbf{E} = \sum_i \sum_j \begin{pmatrix} \bar{f}_{ij}^x & 0 & 0 \\ 0 & \bar{f}_{ij}^y & 0 \\ 0 & 0 & \bar{f}_{ij}^z \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}_{ij},$$

где \bar{f}_{ij}^x , \bar{f}_{ij}^y и \bar{f}_{ij}^z – коэффициенты разложения поля в спектр плоских волн; $\mathbf{E}_{ij} = \frac{\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_{ij}}{|\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_{ij}|}$ – базисная векторная плоская волна единичной амплитуды; \mathbf{p}_{ij} – вектор поляризации, который определяет состояние поляризации и перпендикулярен векторной плоской волне \mathbf{E}_{ij} .

После прохождения двулучепреломляющего материала обыкновенные и необыкновенные лучи, распространяющиеся в одном направлении, складываются таким образом, что результирующий луч становится эллиптически поляризованным [13]. Следовательно, вектор поляризации можно вычислить по формуле

$$\mathbf{k}_{ij} = \mathbf{p}_{ij} \times (\mathbf{R}_z \cdot \mathbf{V}_m),$$

где $\mathbf{R}_z = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot e^{-i\delta} & \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot (1 - e^{-i\delta}) & 0 \\ \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot (1 - e^{-i\delta}) & \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \cdot e^{-i\delta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ – матрица направления поляризации, θ , δ – угол и

величина поляризации; $\mathbf{V}_m = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ – вектор Максвелла–Джонса, в данном случае описывает линейную

поляризацию. Выполнив преобразования, нетрудно найти коэффициенты разложения комплексной амплитуды поля по спектру плоских волн:

$$\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_{ij} = \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{pmatrix},$$

где

$$f_x = A'_0 \cdot \rho_y \cdot \left[A'_0 \cdot \rho_x \cdot (e^{-i\delta} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + A'_0 \cdot \rho_y \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot (e^{-i\delta} - 1) \right] - \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot \left[A_0'^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2) - 1 \right] \cdot (e^{-i\delta} - 1); \quad (3)$$

$$f_y = \left[A_0'^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2) - 1 \right] \cdot (e^{-i\delta} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) - A'_0 \cdot \rho_x \cdot \left[A'_0 \cdot \rho_x \cdot (e^{-i\delta} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + A'_0 \cdot \rho_y \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot (e^{-i\delta} - 1) \right]; \quad (4)$$

$$f_z = A'_0 \cdot \rho_y \cdot \sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)} \cdot (e^{-i\delta} \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) - A'_0 \cdot \rho_x \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot \sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)} \cdot (e^{-i\delta} - 1). \quad (5)$$

Применение плоских волн для математического моделирования полей удобно тем, что можно, также как и в модели на основе скалярной теории, использовать аппарат преобразования Фурье.

Другим важным фактором, оказывающим влияние на формирование изображения в проекционной фотолитографии, является частичная когерентность освещения.

Формирование частично-когерентного изображения

Рассмотрим более подробно моделирование формирования частично-когерентного изображения с использованием метода интегрирования по источнику [14, 15]. Источник представляется как совокупность точек, каждая из которых создает полностью когерентное освещение предмета, а оптическая система – соответствующее ему изображение.

Для моделирования формирования изображения необходимо рассмотреть распространение электромагнитного поля от каждой точки через предмет и оптическую систему до поверхности изображения. Описание распространения электромагнитного поля от предмета к изображению осуществляется с использованием дифракционной теории.

На самом деле распространение поля необходимо рассматривать отдельно для трех компонент комплексной амплитуды. Если не учитывать дифракционное рассеяние на элементах фазосдвигающего шаблона, то компоненты комплексной амплитуды поля можно считать равными комплексной амплитуде поля на входном зрачке, вычисленной так же, как и при использовании скалярной модели:

$$U_2(\eta_x, \eta_y) = F\{U_0(\eta_x, \eta_y) \cdot T(\eta_x, \eta_y)\},$$

где U_2 – комплексная амплитуда поля на входном зрачке; $U_0(\eta_x, \eta_y) = \exp[2\pi i(\eta_x \xi_x^S + \eta_y \xi_y^S)]$ – комплексная амплитуда поля на предмете от отдельной точки источника; $T(\eta_x, \eta_y)$ – функция, описывающая форму, размеры и комплексное пропускание предмета.

При подходе с использованием разложения комплексной амплитуды поля в спектр базисных плоских волн оптическая система рассматривается как фильтр спектра плоских волн. Действие такого фильтра заключается в ослаблении или полном срезании части спектра, а также в изменении фаз составляющих. Итоговое распределение интенсивности изображения, полученного от источника произвольной формы, вычисляется интегрированием изображений, полученных от каждой точки источника, по интенсивности:

$$\mathbf{U}_4 = \begin{pmatrix} u_4^x \\ u_4^y \\ u_4^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F^{-1}\{U_2 \cdot f \cdot \bar{f}^x\} \\ F^{-1}\{U_2 \cdot f \cdot \bar{f}^y\} \\ F^{-1}\{U_2 \cdot f \cdot \bar{f}^z\} \end{pmatrix},$$

где \mathbf{U}_4 – комплексная амплитуда поля в пространстве предметов, u_4^x , u_4^y и u_4^z – декартовы составляющие вектора поля, \bar{f}^x , \bar{f}^y и \bar{f}^z – коэффициенты разложения комплексной амплитуды поля по спектру плоских волн согласно выражениям (3)–(5), а f – зрачковая функция.

Распределение интенсивности изображения, формируемого отдельной точкой источника, определяется выражением

$$I'(\eta'_x, \eta'_y) = |u_4^x|^2 + |u_4^y|^2 + |u_4^z|^2.$$

Таким образом, для определения распределения интенсивности используются все три декартовых составляющих вектора поля. Итоговое распределение интенсивности изображения, полученного от источника произвольной формы, вычисляется интегрированием изображений, полученных от каждой точки источника, по интенсивности:

$$I'(\eta'_x, \eta'_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\xi_{sx}, \xi_{sy}, \eta_x, \eta_y) d\xi_{sx} d\xi_{sy},$$

где $B(\xi_{sx}, \xi_{sy}, \eta'_x, \eta'_y) = |\mathbf{U}'_4(\eta'_x, \eta'_y)|^2$ – интенсивность изображения, полученная от отдельной точки источника (ξ_{sx}, ξ_{sy}) .

Результаты

Для оценки влияния двулучепреломления на качество изображения проекционных фотолитографических систем было проведено моделирование подобных систем при разных величинах двулучепреломления с учетом волновых aberrаций этих систем, а также частичной когерентности источника. Коэффициент когерентности принимался равным 0,3.

Моделирование влияния распределения двулучепреломления на функцию рассеяния точки (ФРТ) в присутствии волновой aberrации (среднеквадратическое отклонение (СКО) волнового фронта – порядка 0,098 длины волны) показало, что энергетические потери в центре кружка Эри при среднем двулучепреломлении 4 нм/см составляют 8%, а при 16 нм/см достигают 30%.

Кроме того, на рис. 1 показан результат исследования реального образца флюорита диаметром 195 мм. Этот образец был забракован для применения в объективе по однородности, но наглядно показывает влияние двулучепреломления. Центральный максимум ФРТ без учета двулучепреломления составил 0,722, с учетом – 0,701. На рис. 1, а, приведено распределение волновых aberrаций; на рис. 1, б, представлена измеренная карта распределения двулучепреломления (величина которого достигала 4 нм/см); полученная ФРТ с учетом этих двух факторов показана на рис. 2.

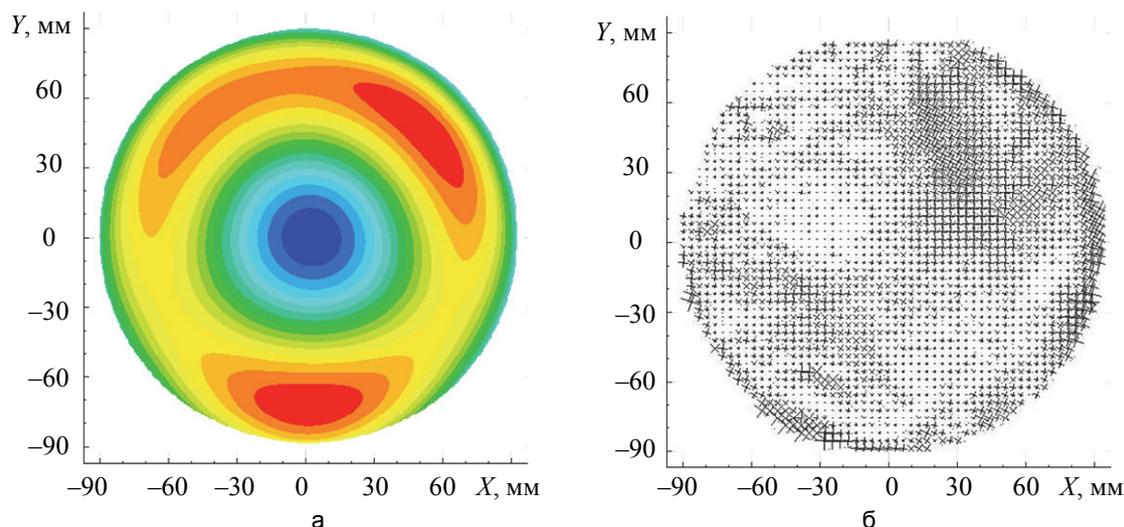


Рис. 1. Распределение волновых aberrаций по зрачку (СКО составило 0,174); карта распределения двулучепреломления (величина двулучепреломления 0–4 нм/см) размер каждого крестика соответствует величине двулучепреломления в данной точке, а его поворот – углу (б)

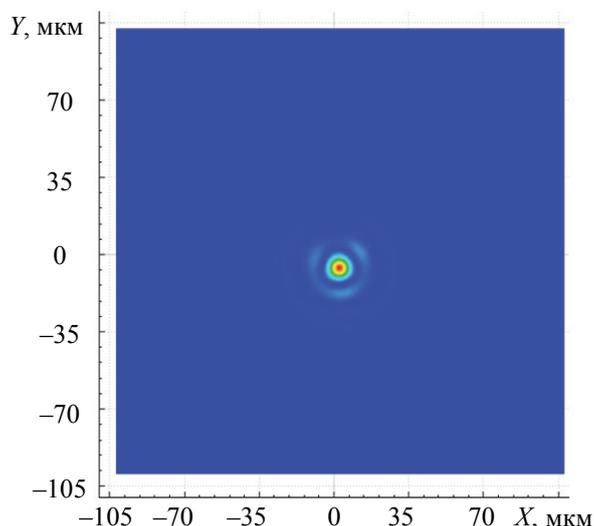


Рис. 2. ФРТ (центральный максимум 0,701)

Заключение

Предложена методика расчета функции рассеяния точки, позволяющая учитывать векторный характер поля при сравнительно небольшом усложнении расчетов по сравнению со скалярной моделью. Таким образом, описанная методика позволяет проводить расчет для высоких числовых апертур с учетом волновых aberrаций, распределения двулучепреломления, а также частичной когерентности источника. Кроме того, приведенные алгоритмы используют стандартное преобразование Фурье и легко поддаются распараллеливанию, что позволяет использовать графические процессоры для ускорения расчета.

Приведенные исследования показали, что при разработке фотолитографических систем крайне важно учитывать не только волновые aberrации, но и остаточное двулучепреломление оптических элементов.

References

1. Kirillovsky V.K., Tuan L.Z. *Opticheskie Izmereniya Ch. 6. Innovatsionnye Napravleniya v Opticheskikh Izmereniyakh i Issledovaniyakh Opticheskikh Sistem* [Optical Measurements Part 6. Innovative Trends in Optical Measurement and Analysis of Optical Systems]. St. Petersburg, SPbSU ITMO Publ., 2008, 128 p.
2. Unno Y., Suzuki A. Analyses of imaging performance degradation caused by birefringence residual in lens materials. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2001, vol. 4346, no. 2, pp. 1306–1317. doi: 10.1117/12.435667

3. Hlubina P., Ciprian D. Absolute phase birefringence dispersion in polarization-maintaining fiber or birefringent crystal retrieved from a channeled spectrum. *Optics Letters*, 2010, vol. 35, no. 10, pp. 1566–1568. doi: 10.1364/OL.35.001566
4. Safrani A., Abdulhalim I. Spectropolarimetric method for optic axis, retardation, and birefringence dispersion measurement. *Optical Engineering*, 2009, vol. 48, no. 5, art. 053601. doi: 10.1117/1.3126628
5. Bailey G.E., Adam K. Polarization influences through the optical path. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2005, vol. 5754, pp. 1102–1113. doi: 10.1117/12.600660
6. Seisyan R.P. Extreme ultraviolet nanolithography for ULSI: a review. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 75, no. 5, pp. 535–545. doi: 10.1134/1.1927207
7. Kirillovsky V.K., Gavrilov E.V., Zhevlakov A.P. Primenenie komp'yuternoi izofotometrii pri kontrole ob"ektiva dlya nanolitografy [Application of computer isophotometry for checking of objective for nanolithography]. *Izv. vuzov. Priborostroenie*, 2011, vol. 54, no. 1, pp. 66–73.
8. Jia Y., Li Y., Liu L., Han C., Liu X. Polarization aberration compensation method by adjusting illumination partial coherent factors in immersion lithography. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2014, vol. 9277, art. 92770Z. doi: 10.1117/12.2087529
9. Kye J., McIntyre G., Yamamoto N., Levinson H.J. Polarization aberration analysis in optical lithography systems. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2006, vol. 6154, art. 61540E. doi: 10.1117/12.656864
10. Kim S.-K. Polarized effects in optical lithography with high NA technology. *Journal of the Korean Physical Society*, 2007, vol. 50, no. 6, pp. 1952–1958.
11. Li Y., Guo X., Liu X., Liu L. A technique for extracting and analyzing the polarization aberration of hyper-numerical aperture image optics. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2013, vol. 9042, art. 904204. doi: 10.1117/12.2038176
12. Domnenko V.M., Bursov M.V., Ivanova T.V. *Modelirovanie Formirovaniya Opticheskogo Izobrazheniya* [Simulation of Optical Image Formation]. St. Petersburg, NIU ITMO Publ., 2011, 141 p.
13. Landsberg G.S. *Optika* [Optics]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2003, 848 p.
14. Ivanova T.V., Zueva L.V. Study of methods for discretizing a source when modelling a photolithographic image. *Journal of Optical Technology (A Translation of Opticheskii Zhurnal)*, 2012, vol. 79, no. 5, pp. 295–298.
15. Mozharov G.A. *Teoriya Aberratsii Opticheskikh System* [Theory of Aberrations of Optical Systems]. St. Petersburg, Lan' Publ., 2013, 288 p.

Никулина Екатерина Алексеевна	– аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, katerina.nikulina@gmail.com
Зверев Виктор Алексеевич	– доктор технических наук, профессор, профессор, Оптическое общество им. Д.С. Рождественского, Санкт-Петербург, 199034, Российская Федерация, post_vaz@rambler.ru
Ekaterina A. Nikulina	– postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, katerina.nikulina@gmail.com
Viktor A. Zverev	– D.Sc., Professor, Professor, D.S. Rozhdestvensky Optical Society, Saint Petersburg, 199034, Russian Federation, post_vaz@rambler.ru