

УДК 535.417

Ю. Ц. Батомункуев

Институт оптики и оптических технологий СГГА
ул. Плахотного, 10, Новосибирск, 630108, Россия

E-mail: opttechnic@mail.ru

АБЕРРАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИЕЙ ОБЪЕМНОГО ГОЛОГРАММНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА *

Теоретически рассматриваются aberrации голограммного оптического элемента (ГОЭ), возникающие при не-изотропной деформации его объема. Показано, что такая деформация вносит дополнительный вклад в каждый из известных типов aberrаций первого и третьего порядков. Приведено условие исправления внеосевых aberrаций третьего порядка, появляющихся при упругой не-изотропной деформации ГОЭ.

Ключевые слова: aberrации, голограммный оптический элемент, деформация.

Известно, что основой работ, посвященных расчетам aberrаций объемных голограммных оптических элементов (ГОЭ), например [1–3], является обобщенное в обзорной работе [4] положение: «...поверхностная решетка плоской и объемной голограмм полностью определяет изображающую геометрию, т. е. положение изображения, aberrации, увеличение и т. п., какой бы волновой фронт не преобразовывался ГОЭ». Однако известно, что ГОЭ могут быть подвержены деформациям растяжения или сжатия, приводящим к дополнительным aberrациям в сформированных ими изображениях. В работе [5] представлены выражения для расчета параксиальных aberrаций тонкого ГОЭ с учетом его деформации, а также формулы для расчета допустимых деформаций при заданных величинах параксиальных aberrаций. Учет влияния изотропного растяжения или сжатия объема ГОЭ осуществляется введением коэффициента усадки или масштабирования [1–3]. Но известно, что растяжение (сжатие) объема тела в одном направлении приводит к уменьшению (увеличению) размеров этого

тела в поперечных направлениях, т. е. линейная деформация имеет не-изотропный характер. Целью работы является расчет aberrаций, возникающих из-за не-изотропной малой деформации объема ГОЭ.

Голографический материал (например, фотополимер), в объеме которого регистрируется ГОЭ, предполагается сплошной средой, в которой под воздействием приложенной силы возникают внутренние напряжения, приводящие к малым упругим деформациям материала. При расчете aberrаций объемного ГОЭ предполагается, что его средний показатель преломления совпадает со средним показателем преломления окружающей диэлектрической среды.

На рис. 1, а и 2, а представлены рабочие схемы пропускающего и отражающего объемного ГОЭ, где $P_c(x_c, y_c, z_c)$ – точка предмета, а $P_i(x_i, y_i, z_i)$ – соответствующая ей точка изображения, $M(x, y, z)$ – произвольная точка объема ГОЭ. Ось Oz декартовой системы координат на рис. 1 и 2 является оптической осью и направлена перпендикулярно поверхностям ГОЭ. Плоскость координат xOy проходит через центр ГОЭ. На рис. 1, б и

* Работа выполнена в рамках НИР № ГР 012008.03159, поддержанной Федеральной целевой программой «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 годы)».

Автор выражает благодарность А. Н. Тюшеву за сделанные замечания.

2, б представлены схемы записи объемного ГОЭ опорной и объектной сферическими волнами, где $P_r(0,0,z_r)$ – точечный источник опорной (референтной) волны, $P_o(0,0,z_o)$ – точечный источник объектной волны, $M'(x',y',z')$ – точка объема ГОЭ при записи, соответствующая точке $M(x,y,z)$ при использовании ГОЭ, где $x' = x/m_x$, $y' = y/m_y$, $z' = z/m_z$ (m_x, m_y, m_z – коэффициенты линейного изменения (масштабирования) объема ГОЭ соответственно вдоль осей Ox, Oy, Oz декартовой системы координат). Расстояния в рабочей схеме обозначим как $P_cM = l_c$, $MP_i = l_i$, а расстояния в схеме записи – как $P_rM' = l_r$, $M'P_o = l_o$, $P_rO = z_r$, $OP_o = z_o$.

Для объемного ГОЭ характеристическая функция $V(x,y,z)$ записывается в виде [2; 6; 7]

$$V(x,y,z) = l_c - z_c \pm (l_i - z_i) - k(l_r - z_r \pm (l_o - z_o))n_o\lambda_c/n_c\lambda_o, \quad (1)$$

где n_o и n_c – начальное и среднее конечное значения показателя преломления, λ_o – длина волны лазера, используемого при записи, λ_c – рабочая длина волны, k – порядок дифракции.

Верхний знак «плюс» в (1) и в последующих выражениях соответствует отражающим объемным ГОЭ, а нижний знак «минус» – пропускающим объемным ГОЭ.

В силу пространственной и угловой селективности объемных ГОЭ практический интерес представляет случай, когда в выражениях расстояний l_j величины $x_j/z_j, y_j/z_j, z_j/z_j$ ($j = r, o, c, i$) намного меньше единицы. Разлагая выражения l_j в ряд по этим величи-

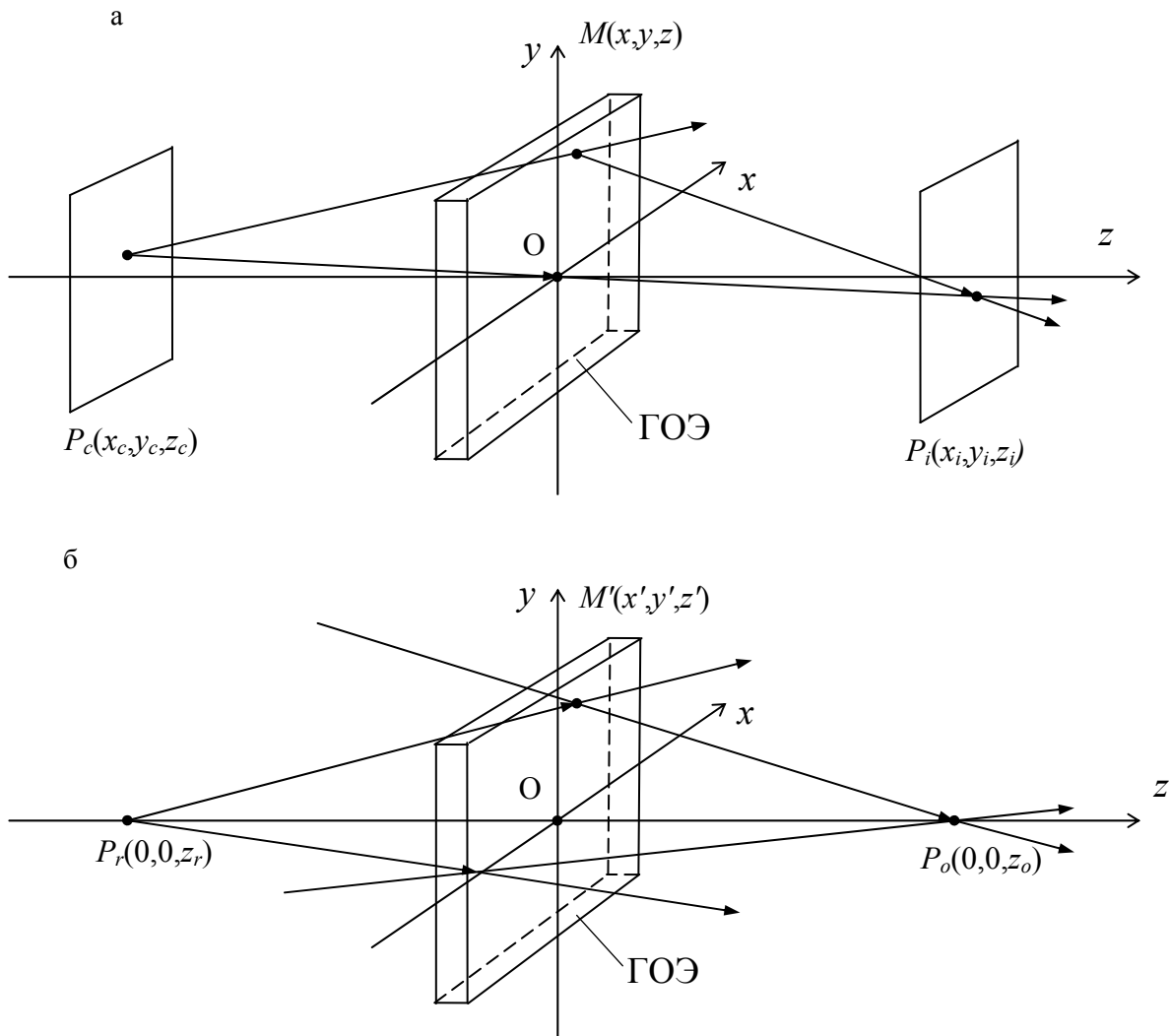


Рис. 1. Схемы работы (а) и записи (б) объемного пропускающего ГОЭ

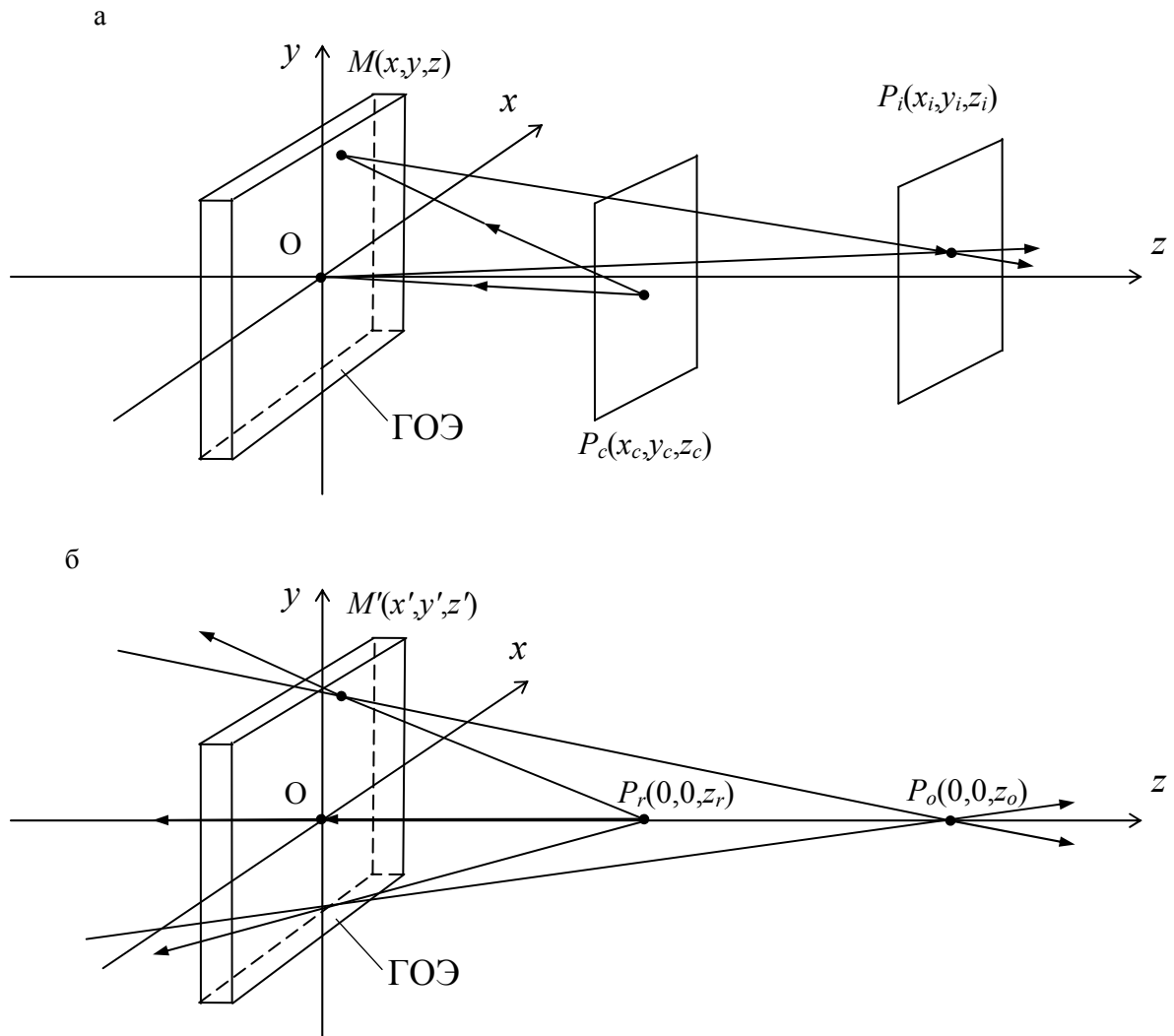


Рис. 2. Схемы работы (а) и записи (б) объемного отражающего ГОЭ

нам малости и подставляя в характеристическую функцию $V(x, y, z)$ объемного ГОЭ, можно представить (1) в виде суммы [7]

$$V(x, y, z) = V_1(x, y, z) + V_3(x, y, z) + \dots, \quad (2)$$

где $V_1(x, y, z)$, $V_3(x, y, z)$ – члены разложения, характеризующие aberrации первого и третьего порядков объемного ГОЭ. Аналитические выражения членов разложения (2) и входящих в них aberrационных коэффициентов приведены в приложении.

Известно, что в отличие от тонкого ГОЭ при расчете aberrаций объемного ГОЭ необходимо учитывать его селективность [2; 8]. В первом приближении (в непараксиальной области) координаты (x, y) крайних от оптической оси точек падения на ГОЭ предметной волны определяются из формул

$$\begin{aligned} x &= ((\xi_x \lambda_c / 2\pi n_c)(3zS_{401}/8 + 3z^2S_{402}/4))^{1/4}, \\ y &= ((\xi_y \lambda_c / 2\pi n_c)(3zS_{041}/8 + 3z^2S_{042}/4))^{1/4}, \end{aligned} \quad (3)$$

где параметры расстройки $\xi_x = \xi_x(x, y, z)$ и $\xi_y = \xi_y(x, y, z)$ характеризуют локальные величины отклонения от условий дифракции Брэгга. В общем случае условия (3) зависят от величины коэффициентов aberrаций, обусловленных объемными свойствами ГОЭ, и толщины ГОЭ [2]. Параметры расстройки ξ_x и ξ_y для локальных областей ГОЭ могут быть определены, например, из теории связанных волн или модовой теории [8; 9]. При оценочных расчетах величины ξ_x и ξ_y можно принять приблизительно равными π .

Из характеристической функции $V(x, y, z)$ объемного ГОЭ могут быть определены

геометрические aberrации Δx , Δy точек изображения по известным формулам

$$\begin{aligned}\Delta x &\approx z_i(\partial V(x,y,z)/\partial x), \\ \Delta y &\approx z_i(\partial V(x,y,z)/\partial y).\end{aligned}\quad (4)$$

В (4) величины aberrаций Δx , Δy рассчитываются с учетом (3). При этом отклонения Δx , Δy лучей от безaberrационного изображения представляются в виде суммы двух компонентов – aberrаций тонкого ГОЭ и aberrаций, обусловленных объемными свойствами ГОЭ [1; 2].

В сагиттальной плоскости объемного ГОЭ расстояния z_c , z_i от центра системы координат до плоскостей предмета и изображения могут быть определены из условия отсутствия на рабочей длине волны λ_c дефокусировки ГОЭ и представлены в виде [6; 7]

$$z_c = 2F/(P_o + 1), \quad (5)$$

где F – фокусное расстояние объемного ГОЭ.

Для отражающего объемного ГОЭ в (5) параметр P_o

$$\begin{aligned}P_o &= \\ &= [2(z_o^2/z_r^2 + 1)m_x^2/(z_o/z_r + 1)^2 m_z^2 - 1]^{1/2},\end{aligned}\quad (6)$$

а для пропускающего объемного ГОЭ в (5) параметр P_o

$$P_o = (z_o/z_r + 1)\lambda_o n_c m_x^2 / (z_o/z_r - 1)k\lambda_c n_o m_z, \quad (7)$$

где z_r , z_o – расстояния от центра ГОЭ до источников сферических опорной и объектной волн; m_x , m_z – коэффициенты масштабирования вдоль осей Ox и Oz ; k – порядок дифракции. При замене коэффициента m_x на m_y формулы (5)–(7) справедливы и для меридиональной плоскости объемного ГОЭ.

Рассмотрим в сагиттальной плоскости ($y = 0$) типы aberrаций Δx_d , обусловленных деформацией объемного ГОЭ. Выражения, описывающие эти типы, могут быть получены из (4) вычислением частной производной от геометрической aberrации Δx по величине внутреннего напряжения $\sigma = \sigma(\sigma_x, 0, 0)$

$$\Delta x_d = (\partial(\Delta x)/\partial \sigma_x)\Delta \sigma_x, \quad (8)$$

где $\Delta \sigma_x$ – изменение внутреннего напряжения в объеме ГОЭ вдоль оси Ox .

Средний показатель преломления n_c и коэффициенты масштабирования m_x , m_z

в сагиттальной плоскости объемного ГОЭ могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned}n_c &= n_o(1 - (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x)\Delta \sigma_x), \\ m_x &= 1 + \Delta \sigma_x/E, \\ m_z &= 1 - \mu \Delta \sigma_x/E,\end{aligned}\quad (9)$$

где n_o – начальное значение показателя преломления ГОЭ; $\partial n_c/n_o \partial \sigma_x$, μ , E – соответственно коэффициент фотоупругости, коэффициент Пуассона и модуль упругости объемного ГОЭ. Следует отметить, что в выражениях (9) слагаемые, прямо пропорциональные $\Delta \sigma_x$, характеризуют упругую деформацию. Знак «минус» в выражении m_z указывает на уменьшение размера ГОЭ вдоль оси Oz при растяжении вдоль оси Ox . В (9) при малых деформациях модули величин $\partial n_c/n_o \partial \sigma_x$, $\Delta m_{x,d}$, $\Delta \sigma_x/E$, $\Delta m_{z,d}$, $\mu \Delta \sigma_x/E$ много меньше единицы.

Из (4), (8) с учетом (9) получаем следующие выражения aberrаций Δx_d , обусловленных деформацией объемного ГОЭ в сагиттальной плоскости изображения вдоль осей координат Ox и Oz :

- для aberrации увеличения

$$\Delta x_d = (B_{100} + zB_{101} + z^2B_{102})\Delta z_d,$$

где в этом и в последующих выражениях aberrаций

$$\begin{aligned}\Delta z_d &= (\partial z_i/\partial \sigma_x)\Delta \sigma_x = (k\lambda_c/\lambda_o) \times \\ &\times (1/z_r \pm 1/z_o)(\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - 2/E)z_i^2 \Delta \sigma_x,\end{aligned}$$

- для aberrации дефокусировки

$$\begin{aligned}\Delta x_d &= \\ &= (\partial F_{200}/\partial \sigma_x + z\partial F_{201}/\partial \sigma_x + z^2\partial F_{202}/\partial \sigma_x) \times \\ &\times xz_i \Delta \sigma_x + (F_{200} + zF_{201} + z^2F_{202})x\Delta z_d,\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}\partial F_{200}/\partial \sigma_x &= \\ &= (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r \pm 1/z_o)(\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - 2/E);\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\partial F_{201}/\partial \sigma_x &= \\ &= (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^2 \pm 1/z_o^2) \times \\ &\times (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - (2 - \mu)/E);\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\partial F_{202}/\partial \sigma_x &= \\ &= (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3) \times \\ &\times (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - 2(1 - \mu)/E);\end{aligned}$$

- для сферической aberrации третьего порядка

$$\begin{aligned}\Delta x_d &= (\partial S_{400}/\partial \sigma_x + 3z\partial S_{401}/\partial \sigma_x + \\ &+ 6z^2\partial S_{402}/\partial \sigma_x)x^3 z_i \Delta \sigma_x/2 + \\ &+ (S_{400} + 3zS_{401} + 6z^2S_{402})x^3 \Delta z_d/2,\end{aligned}$$

где

$$\frac{\partial S_{400}}{\partial \sigma_x} = (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3) \times (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - 4/E);$$

$$\frac{\partial S_{401}}{\partial \sigma_x} = (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^4 \pm 1/z_o^4) \times (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - (4 - \mu)/E);$$

$$\frac{\partial S_{402}}{\partial \sigma_x} = (k\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^5 \pm 1/z_o^5) \times (\partial n_c/n_o \partial \sigma_x - 2(2 - \mu)/E);$$

- для комы третьего порядка

$$\Delta x_d = 3(C_{300} + 3zC_{301} + 6z^2C_{302})x^2\Delta z_d/2,$$

- для астигматизма третьего порядка

$$\Delta x_d = (A_{200} + 3zA_{201} + 6z^2A_{202})x\Delta z_d,$$

- для кривизны поверхности изображения третьего порядка

$$\Delta x_d = (E_{200} + 3zE_{201} + 6z^2E_{202})x\Delta z_d/2,$$

- для дисторсии третьего порядка

$$\Delta x_d = (D_{100} + 3zD_{101} + 6z^2D_{102})\Delta z_d/2.$$

Аберрация увеличения и дефокусировка относятся к аберрациям первого порядка, хотя значение аберрации увеличения не зависит от поперечного размера ГОЭ и задается величиной Δz_d . Величина дисторсии также не зависит от размеров объемного ГОЭ и определяется величиной Δz_d . Аналогичным образом могут быть вычислены аберрации, обусловленные деформацией объемного ГОЭ в меридиональной плоскости ($x = 0$) при внутреннем напряжении $\sigma = \sigma(\sigma_y, 0, 0)$.

Приравнявая к нулю Δz_d , получаем условие коррекции всех внеосевых аберраций третьего порядка, возникающих при упругой деформации ГОЭ:

$$\partial n_c/n_o \partial \sigma_x = 2/E. \quad (10)$$

Условие (10) связывает между собой две разные характеристики объемного ГОЭ: модуль упругости и коэффициент фотоупругости. При возможности выбора материала ГОЭ с коэффициентом Пуассона μ много меньше единицы и с коэффициентом фотоупругости, удовлетворяющим условию (10), дополнительно имеет место практически полное исправление дефокусировки и значительное уменьшение сферической аберрации третьего порядка.

Таким образом, в работе предложена методика расчета аберраций первого и третьего порядков ГОЭ, обусловленных не-

зотропной деформацией его объема и осевая аберрация на разложении его характеристической функции. Показано, что такая деформация объема ГОЭ вносит вклад в каждый из двух типов аберраций первого порядка и пяти типов аберраций третьего порядка. В явном виде выделены аберрации, возникающие при упругой линейной деформации объема ГОЭ. Получено условие исправления внеосевых аберраций третьего порядка, обусловленных не-

изотропной деформацией объемного ГОЭ, а именно: произведение модуля упругости и коэффициента фотоупругости объема ГОЭ должно быть равно двум. Представленные результаты могут быть применены при разработке новых и совершенствовании известных голографических материалов, обеспечивающих изготовление объемных ГОЭ, изображающие и аберрационные свойства которых не зависят от не-

Список литературы

1. *Forshaw M. R. B.* The Imaging Properties and Aberrations of Thick Transmission Holograms // *Opt. Acta.* 1973. Vol. 20. No. 9. P. 669–686.
2. *Ган М. А.* Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. Л.: ГОИ, 1984. 140 с.
3. *Михайлов И. А.* Геометрический анализ толстых голограмм // *Оптика и спектроскопия.* 1985. Вып. 3. С. 612–617.
4. *Оптическая голография: В 2 т. /* Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир, 1982. С. 736.
5. *Matsumura M.* Analysis of Wave-Front Aberrations Caused by Deformation of Hologram Media // *JOSA.* 1974. Vol. 64. No. 5. P. 677–681.
6. *Батомункуев Ю. Ц.* Особенности расчета схем записи объемных осевых голографических оптических элементов с не-

7. Батомункуев Ю. Ц. Зеркально-линзовая модель объемных голограммных оптических элементов // Оптический журнал. 2009. Т. 76, № 7. С. 48–52.

голограммами // Оптическая голография и ее применение. Л., 1977. С. 4–12.

8. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // The Bell Syst. Techn. J. 1969. Vol. 48. No. 9. P. 2909–2947.

9. Сидорович И. Г. Теория преобразования световых полей трехмерными фазовыми

Материал поступил в редколлегию 24.01.2012

Приложение

Члены разложения первого порядка характеристической функции объемного ГОЭ

$$V_1(x,y,z) = (x^2/2)(F_{200} + zF_{201} + z^2F_{202}) + (y^2/2)(F_{020} + zF_{021} + z^2F_{022}) - z(B_{001} + zB_{002}) - x(B_{100} + zB_{101} + z^2B_{102}) - y(B_{010} + zB_{011} + z^2B_{012}),$$

где коэффициенты aberrаций первого порядка

$$\begin{aligned} F_{200} &= 1/z_c \pm 1/z_i - (k\mu/m_x^2)(1/z_r \pm 1/z_o), F_{020} = 1/z_c \pm 1/z_i - (k\mu/m_y^2)(1/z_r \pm 1/z_o), \\ F_{201} &= 1/z_c^2 \pm 1/z_i^2 - (k\mu/m_x^2 m_z)(1/z_r^2 \pm 1/z_o^2), F_{021} = 1/z_c^2 \pm 1/z_i^2 - (k\mu/m_y^2 m_z)(1/z_r^2 \pm 1/z_o^2), \\ F_{202} &= 1/z_c^3 \pm 1/z_i^3 - (k\mu/m_x^2 m_z^2)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3), F_{022} = 1/z_c^3 \pm 1/z_i^3 - (k\mu/m_y^2 m_z^2)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3), \\ B_{100} &= x_c/z_c \pm x_i/z_i, B_{101} = x_c/z_c^2 \pm x_i/z_i^2, B_{102} = x_c/z_c^3 \pm x_i/z_i^3, \\ B_{010} &= y_c/z_c \pm y_i/z_i, B_{011} = y_c/z_c^2 \pm y_i/z_i^2, B_{012} = y_c/z_c^3 \pm y_i/z_i^3, \\ B_{001} &= 1 - k\mu/m_z, B_{002} = 1 - k\mu/m_z^2 - \text{для отражающего объемного ГОЭ}, \\ B_{001} &= B_{002} = 0 - \text{для пропускающего объемного ГОЭ}. \end{aligned}$$

Члены разложения третьего порядка характеристической функции объемного ГОЭ

$$\begin{aligned} V_3(x,y,z) &= -(x^4/8)(S_{400} + 3zS_{401} + 6z^2S_{402}) - (x^2y^2/4)(S_{220} + 3zS_{221} + 6z^2S_{222}) - \\ &- (y^4/8)(S_{041} + 3zS_{041} + 6z^2S_{042}) + (x^3/2)(C_{300} + 3zC_{301} + 6z^2C_{302}) + (x^2y/2)(C_{210} + 3zC_{211} + 6z^2C_{212}) + \\ &+ (xy^2/2)(C_{120} + 3zC_{121} + 6z^2C_{122}) + (y^3/2)(C_{030} + 3zC_{031} + 6z^2C_{032}) - \\ &- (x^2/2)(A_{200} + 3zA_{201} + 6z^2A_{202}) - xy(A_{110} + 3zA_{111} + 6z^2A_{112}) - (y^2/2)(A_{020} + 3zA_{021} + 6z^2A_{022}) - \\ &- (x^2/4)(E_{200} + 3zE_{201} + 6z^2E_{202}) - (y^2/4)(E_{020} + 3zE_{021} + 6z^2E_{022}) + \\ &+ (x/2)(D_{100} + 3zD_{101} + 6z^2D_{102}) + (y/2)(D_{010} + 3zD_{011} + 6z^2D_{012}), \end{aligned}$$

где коэффициенты aberrаций третьего порядка

$$\begin{aligned} S_{400} &= 1/z_c^3 \pm 1/z_i^3 - (k\mu/m_x^4)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3); S_{040} = 1/z_c^3 \pm 1/z_i^3 - (k\mu/m_y^4)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3); \\ S_{401} &= 1/z_c^4 \pm 1/z_i^4 - (k\mu/m_x^4 m_z)(1/z_r^4 \pm 1/z_o^4); S_{041} = 1/z_c^4 \pm 1/z_i^4 - (k\mu/m_y^4 m_z)(1/z_r^4 \pm 1/z_o^4); \\ S_{402} &= 1/z_c^5 \pm 1/z_i^5 - (k\mu/m_x^4 m_z^2)(1/z_r^5 \pm 1/z_o^5); S_{042} = 1/z_c^5 \pm 1/z_i^5 - (k\mu/m_y^4 m_z^2)(1/z_r^5 \pm 1/z_o^5); \\ S_{220} &= 1/z_c^3 \pm 1/z_i^3 - (k\mu/m_x^2 m_y^2)(1/z_r^3 \pm 1/z_o^3); \\ S_{221} &= 1/z_c^4 \pm 1/z_i^4 - (k\mu/m_x^2 m_y^2 m_z)(1/z_r^4 \pm 1/z_o^4); \\ S_{222} &= 1/z_c^5 \pm 1/z_i^5 - (k\mu/m_x^2 m_y^2 m_z^2)(1/z_r^5 \pm 1/z_o^5); \\ C_{300} &= C_{210} = C_{120} = C_{030} = x_c/z_c^3 \pm x_i/z_i^3; A_{200} = A_{110} = A_{020} = x_c^2/z_c^3 \pm x_i^2/z_i^3; \\ C_{301} &= C_{211} = C_{121} = C_{031} = x_c/z_c^4 \pm x_i/z_i^4; A_{201} = A_{111} = A_{021} = x_c^2/z_c^4 \pm x_i^2/z_i^4; \\ C_{302} &= C_{212} = C_{122} = C_{032} = x_c/z_c^5 \pm x_i/z_i^5; A_{202} = A_{112} = A_{022} = x_c^2/z_c^5 \pm x_i^2/z_i^5; \\ E_{200} &= E_{020} = x_c^2/z_c^3 \pm x_i^2/z_i^3; D_{100} = D_{010} = x_c^3/z_c^3 \pm x_i^3/z_i^3; \\ E_{201} &= E_{021} = x_c^2/z_c^4 \pm x_i^2/z_i^4; D_{101} = D_{011} = x_c^3/z_c^4 \pm x_i^3/z_i^4; \\ E_{202} &= E_{022} = x_c^2/z_c^5 \pm x_i^2/z_i^5; D_{102} = D_{012} = x_c^3/z_c^5 \pm x_i^3/z_i^5; \end{aligned}$$

Yu. Ts. Batomunkuev

**ABERRATIONS OF VOLUME CYLINDRICAL
HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENT**

The analytical expressions allowed to calculate the third-, fifth- and seventh-order monochromatic and chromatic aberrations are obtained for the cylindrical volume holographic optical element by method of the characteristic function. The formulas for coefficients of third-, fifth- and seventh-order aberrations are presented. It is noted that coefficients of the aberrations arising because of photo induced, thermally induced and deformation changes of refractive index and of sizes of the cylindrical volume holographic optical element can be isolated in these coefficients. It is shown that width of the working spectral range for reflection cylindrical volume holographic optical element is inversely proportional to its thickness and for transmission holographic element is inversely proportional to square its thickness.

Keywords: holographic optical element, aberration of hologram, spectral selectivity.