

РАСЧЁТ ОСЕВЫХ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ СВЕТОСИЛЬНОГО ФОКУСИРУЮЩЕГО ГОЭ С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА. ЧАСТЬ 1

Ю.Ц. Батомункуев¹, А.А. Дианова¹

¹Институт оптики и оптических технологий,

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

Аннотация

В работе представлены и обсуждаются результаты расчётов радиусов сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков многопорядкового фокусирующего голограммного оптического элемента с исправленной сферической aberrацией третьего порядка в рабочем спектральном диапазоне. В качестве примеров рассматриваются светосильные осевые ГОЭ с относительными отверстиями, близкими к 1:1 в заданных рабочих спектральных диапазонах. Приводятся координаты точечных источников расходящейся опорной и сходящейся объектной волн, записывающих голограммный оптический элемент. Показано, что при использовании голограммного оптического элемента в первом и втором порядках дифракции для формирования изображения точечного источника света, излучающего в диапазонах 250–281 нм и 500–563 нм, существует (в этих диапазонах) возможность полного исправления в изображении сферической aberrации третьего порядка на двух длинах волн и сферических aberrаций пятого, седьмого порядков на одной длине волны. Причём эти длины волн в видимом диапазоне отличаются от длины волны записи голограммного оптического элемента, равной 0,532 мкм.

Ключевые слова: голограммный оптический элемент, хроматическая aberrация, сферическая aberrация высших порядков, сферохроматическая aberrация.

Цитирование: Батомункуев, Ю.Ц. Расчёт осевых сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 1 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 44-53. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-44-53.

Введение

Известно, что наличие монохроматических и хроматических aberrаций [1–3] у голограммных оптических элементов (ГОЭ) существенно ограничивает возможности их применения в задачах преобразования и регистрации полихроматической (немонохроматической) световой волны. В связи с разработкой в последние годы светосильных ГОЭ, например [4], возникла необходимость дополнительного исследования aberrаций высших порядков ГОЭ и зависимости этих aberrаций от изменения рабочей длины волны. Аналитические выражения для расчётов осевых монохроматических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков были представлены в работах [5–7]. Эти выражения позволяют вычислить монохроматические aberrации высших порядков на заданной длине волны в разных порядках дифракции. Возможности исправления сферической aberrации третьего порядка ГОЭ при изменении длины волны восстанавливающего излучения исследовались во многих работах, в частности в [8, 9], но исправление aberrаций высших порядков в них не рассматривалось.

На протяжении уже нескольких десятилетий активно ведутся теоретические и экспериментальные исследования по расширению рабочего спектрального диапазона ГОЭ за счёт введения заданной хроматической aberrации в предметную полихроматическую волну [10–15] при помощи дополнительных оптических, дифракционных, голограммных элементов. Однако компенсация хроматических aberrаций рас-

сматривалась лишь в параксиальной области ГОЭ, а для светосильных ГОЭ требуется исправление хроматических aberrаций и в непараксиальной области. Кроме этого, когда требуется компактный светосильный ГОЭ с исправленными осевыми aberrациями лишь на двух или нескольких рабочих длинах волн, использование ахроматической голограммной системы (из разнесённых двух и более элементов) с расширенной спектральной областью не оптимально.

Известно, что тонкие ГОЭ обладают многопорядковостью, то есть падающая на ГОЭ полихроматическая световая волна дифрагирует во множество положительных и отрицательных порядков. Это приводит к наложению полихроматических световых волн разных порядков друг на друга и к дополнительным фоновым искажениям в волне, дифрагировавшей в выбранный порядок дифракции. Но также известно, что фокусирующий ГОЭ с микродифракцией в плоскости фокусировки может выполнять одновременно функции пространственного и спектрального фильтров оптического сигнала [16, 17]. Выбор оптимального размера микродифракции позволяет отделить отражённую от объекта монохроматическую волну (оптический сигнал) от сильного полихроматического светового шума, например от фона естественного белого света или от световых помех (специальной засветки) [18]. Для выделения такого монохроматического оптического сигнала требуется максимально высокое значение относительного отверстия ГОЭ. Но известно, что при относительных отверстиях ГОЭ, близких к 1:1, уже требуется

брать во внимание осевые монохроматические и хроматические aberrации ГОЭ высших порядков.

В связи с этим целью работы является изучение сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ для их коррекции на заданных двух длинах волн видимого и двух длинах волн ультрафиолетового диапазонов спектра.

Актуальность таких исследований вызвана необходимостью повышения светосилы ГОЭ, используемых в качестве фокусирующего объектива излучения лазера с удвоителем частоты, а также потребностью изготовления светосильных ГОЭ с двумя разными рабочими длинами волн [19, 20]. Кроме этого, детальное изучение непараксиальных сферических aberrаций высших порядков ГОЭ проясняет возможности коррекции этих aberrаций у одиночного ГОЭ, открывая новые подходы к разработке более светосильных вариантов известных голограммных ахроматических систем [10–13]. Изучение сферических aberrаций высших порядков важно и для толстых интерференционных ГОЭ, которые в последние годы находят применение для различных целей, например, для ввода изображения прицельного знака в поле зрения коллиматорных прицелов [19, 20], для достижения высокого разрешения трёхдиапазонного спектрометра-полихроматора [21], что связано с совершенствованием известных голографических материалов и разработкой перспективных новых материалов [22].

1. Формулы сферических aberrаций многопорядкового осевого ГОЭ

Рассмотрим многопорядковый фокусирующий ГОЭ (рис. 1а), который записывается в осевой схеме с расходящейся опорной и сходящейся объектной сферическими волнами (рис. 1б) [23]. Известно, что методы расчёта aberrаций для интерференционных ГОЭ применимы и к синтезированным ГОЭ, изготавливаемым на специализированном оборудовании [3]. Для синтезированных ГОЭ длина волны записи является ещё одним дополнительным параметром коррекции aberrаций.

На рис. 1а, б ось Oz цилиндрической системы координат перпендикулярна ГОЭ и является его оптической осью, а ГОЭ находится в плоскости радиальных координат rOφ. Расстояния z_r, z_o, z_c на рис. 1а, б и в тексте работы – это расстояния от центра ГОЭ до точечных источников опорной, объектной и предметной (восстанавливающей) волн, расстояние z_i на рис. 1а и в тексте работы – это расстояние от центра ГОЭ до точки изображения источника предметной волны.

Хроматические aberrации тонкого ГОЭ, как известно, имеют место, когда используемая рабочая длина волны ГОЭ отличается от заданной длины волны записи. В частном случае, когда заданная рабочая длина волны совпадает с длиной волны записи, хроматическая aberrация ГОЭ будет иметь место на длинах волн, отличающихся от длины волны записи [3]. В работе мы рассматриваем осевые монохроматические сферические aberrации ГОЭ (далее по тексту – сферические aberrации). В работе применяется

термин «схема использования» ГОЭ вместо термина «схема восстановления», так как рассматриваемые осевые ГОЭ в каждом порядке дифракции выполняют функции фокусирующей линзы.

Известно, что аналитические выражения радиусов поперечных сферических aberrаций первого (дефокусировка), третьего и высших порядков (пятого, седьмого и девятого порядков) тонкого осевого ГОЭ могут быть записаны в виде [2, 6, 7]

$$\Delta r_j = C_j z_i r^j \left[\left(\frac{1}{z_c^j} + \frac{1}{z_i^j} \right) - \frac{k \lambda_c}{\lambda_o m_r^{j+1}} \left(\frac{1}{z_r^j} + \frac{1}{z_o^j} \right) \right], \quad (1)$$

где Δr_j – радиус поперечной сферической aberrации j-го порядка (j = 1, 3, 5, 7, 9...); C_j – численные коэффициенты, равные C₁ = 1, C₃ = 0,5, C₅ = 0,375, C₇ = 0,3125, C₉ = 0,2734375; r – радиус выходного зрачка ГОЭ (плоскость выходного зрачка предполагается совпадающей с плоскостью ГОЭ); k – порядок дифракции; λ_c – рабочая длина волны; λ_o – длина волны записи, m_r – коэффициент масштабирования ГОЭ вдоль радиальной координаты r. При выполнении численных расчётов в работе коэффициент масштабирования принят равным m_r = 1, то есть не учитываются изменения размеров ГОЭ при его изготовлении и использовании. Известно, что в этом случае сформированное ГОЭ изображение осевого источника предметной волны представляет собой кружок (поперечная сферическая aberrация) и Δr_j – это радиус этого кружка. В дальнейшем, в работе радиус r будет равен радиусу выходного зрачка ГОЭ, поэтому aberrационная кривая осевого источника предметной волны (в плоскости изображения) будет представлять окружность радиусом Δr_j.

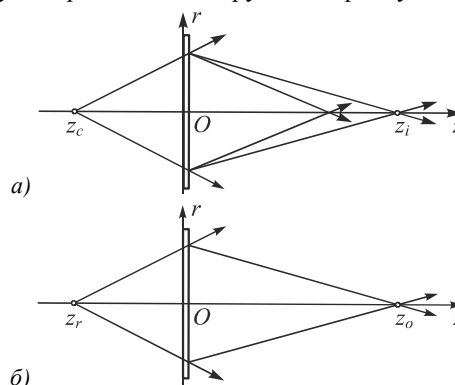


Рис. 1. Схема использования (а) и схема записи (б) многопорядкового осевого ГОЭ

Величины расстояний z_c и z_i в схеме использования ГОЭ определяются из известных условий равенства нулю его дефокусировки и сферической aberrации третьего порядка и равны [8, 9, 23]:

$$z_c = \frac{2m_r^2 F_o}{k\mu} \left[1 + \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_r^2 (\beta_o^3 + 1)}{3k^2 \mu^2 (\beta_o + 1)^3}} \right], \quad (2)$$

$$z_i = \frac{2m_r^2 F_o}{k\mu} \left[1 - \sqrt{-\frac{1}{3} + \frac{4m_r^2 (\beta_o^3 + 1)}{3k^2 \mu^2 (\beta_o + 1)^3}} \right].$$

где $\mu = \lambda_c / \lambda_o$ – отношение рабочей длины волны λ_c к длине волны λ_o записи ГОЭ, β_o и F_o – соответственно коэффициент линейного увеличения и фокусное расстояние ГОЭ на длине волны записи λ_o .

Таким образом, из выражений (1) (при подстановке формул (2)) могут быть вычислены радиусы сферических aberrаций высших порядков ГОЭ, у которого дефокусировка и сферическая aberrация третьего порядка равны нулю во всём рабочем спектральном диапазоне.

Следует отметить, что если произведение $k\mu$ не изменяется, то есть, если в k -м порядке дифракции рабочие длины волн в k раз меньше, то схемы использования в первом и k -м порядках дифракции совпадают для соответствующих рабочих длин волн, отличающихся в k раз. При $k\mu = 1$ из формулы (2) получаем (для $m_r = 1$), что соответствующие расстояния в схеме использования и схеме записи равны: $z_c = z_r$, $z_i = z_o$, то есть схема использования совпадает со схемой записи.

2. Численные результаты расчётов

Рассмотрим в первом порядке дифракции зависимость от рабочей длины λ_c волны сферических aberrаций высших порядков осевого ГОЭ, с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Результаты расчёта по формулам (1) зависимости радиусов Δr_j сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков ГОЭ от рабочей длины волны λ_c представлены на рис. 2а–г (при коэффициентах увеличения β_o на длине волны записи λ_o , равных соответственно $\beta_o = 1\times, 2\times, 3\times, 4\times$). При выполненных расчётах, представленных на рис. 2а–г и на последующих рисунках, длина волны лазера, используемого при записи ГОЭ, предполагается равной $\lambda_o = 0,532$ мкм. Диаметр ГОЭ равен 40 мм, фокусное расстояние на длине волны λ_o записи принято равным 40 мм (то есть относительное отверстие ГОЭ равно 1:1). Величина относительного отверстия ГОЭ прямо пропорциональна рабочей длине волны λ_c , так как фокусное расстояние ГОЭ обратно пропорционально рабочей длине волны λ_c [24]. По вертикальной оси на рис. 2а–г отложены в микрометрах значения радиусов поперечных сферических aberrаций высших порядков, по горизонтальной оси на рис. 2а–г и на последующих рисунках – значения рабочей длины волны λ_c в микрометрах.

На рис. 2а–г сплошной кривой указана зависимость радиуса Δr_5 поперечной сферической aberrации пятого порядка, штриховой кривой – радиуса Δr_7 aberrации седьмого порядка, точечной кривой – радиуса Δr_9 aberrации девятого порядка.

Для графиков на рис. 2а, б расстояния z_r от источника сферической опорной волны до центра ГОЭ приняты соответственно равными 80 мм и 60 мм, а расстояния z_o от центра ГОЭ до точки схождения сферической объектной волны – 80 мм и 120 мм. Коэффициенты увеличения β_o в этих схемах записи равны соответственно $1\times$ и $2\times$.

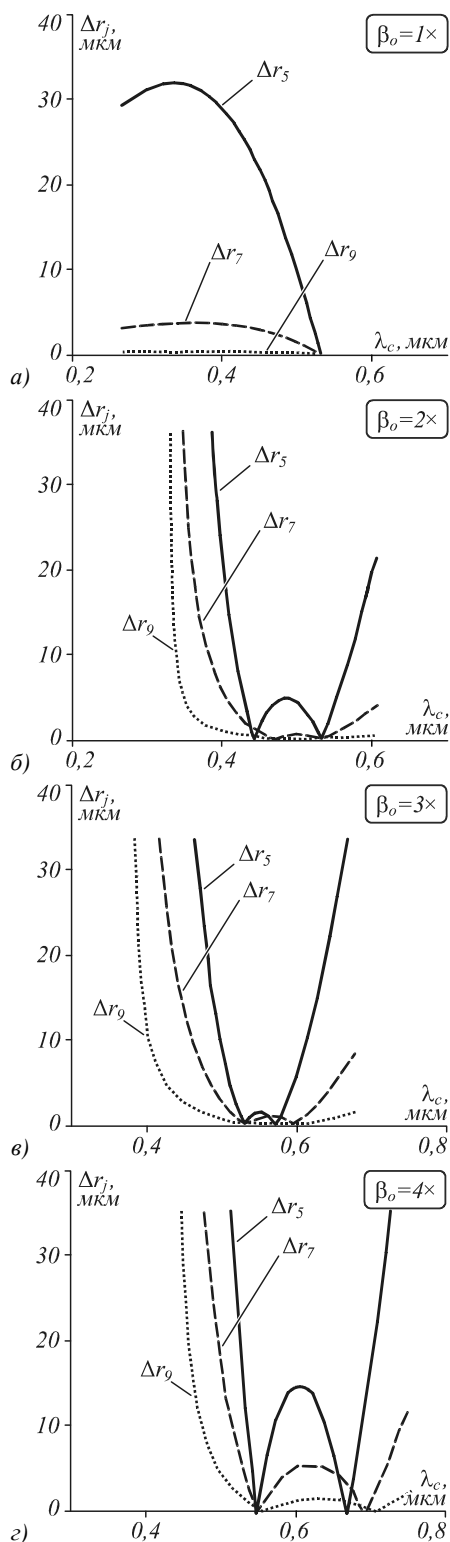


Рис. 2. Зависимости радиуса Δr_j поперечной сферической aberrации пятого, седьмого и девятого порядков осевого ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c при разных коэффициентах увеличения β_o

Получено, что при коэффициенте увеличения $\beta_o = 1$ в первом порядке дифракции рабочий спектральный диапазон ГОЭ ограничен (рис. 2а): минимальная рабочая длина волны равна 0,266 мкм, а максимальная рабочая длина волны равна 0,532 мкм. При

увеличении рабочей длины волны λ_c от минимального до максимального значения величины радиусов Δr_j сферических aberrаций увеличиваются, достигают максимальных значений и затем уменьшаются до нуля. Наибольшие значения радиусов сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков равны $\Delta r_5 = 32,01$ мкм, $\Delta r_7 = 3,75$ мкм и $\Delta r_9 = 0,35$ мкм соответственно на длинах волн 0,335 мкм, 0,368 мкм и 0,388 мкм. Из графиков на рис. 2а следует, что сферическими aberrациями седьмого и девятого порядков ГОЭ по сравнению со сферическими aberrациями пятого порядка можно пренебречь во всём рабочем спектральном диапазоне.

При коэффициенте увеличения $\beta_o = 2\times$ (рис. 2б) в первом порядке дифракции рабочей спектральный диапазон ГОЭ смещается в более длинноволновую область и ограничен диапазоном с минимальной длиной волны 0,308 мкм и максимальной длиной волны 0,614 мкм. На нижнем крае (при наименьших длинах волн) рабочего спектрального диапазона ГОЭ радиусы Δr_j сферических aberrаций высших порядков достигают очень больших значений. При увеличении рабочей длины волны радиусы поперечных сферических aberrаций уменьшаются и равны нулю при длине волны 0,434 мкм для aberrации пятого порядка, при 0,463 мкм – для aberrации седьмого порядка и при 0,481 мкм – для aberrации девятого порядка. Далее с увеличением длины волны радиус aberrации пятого порядка принимает наибольшее значение 5,3 мкм на длине волны 0,48 мкм, а радиус aberrации седьмого порядка 0,5 мкм на длине волны 0,497 мкм. Затем радиусы aberrаций высших порядков уменьшаются до нуля на длине волны 0,532 мкм. В диапазоне длин волн от 0,532 мкм до 0,614 мкм радиус сферических aberrаций вновь увеличивается. На максимальной длине волны 0,614 мкм радиус сферической aberrации пятого порядка равен $\Delta r_5 = 23,4$ мкм, седьмого порядка $\Delta r_7 = 4,3$ мкм, девятого порядка $\Delta r_9 = 0,6$ мкм. Таким образом, в этом случае ограничение рабочего спектрального диапазона обусловлено не выполнением условия исправления сферической aberrации третьего порядка [23], а заданной величиной сферической aberrации пятого порядка. Сферической aberrацией девятого порядка можно пренебречь во всём рабочем спектральном диапазоне. Получаем также, что в рабочем спектральном диапазоне от 0,418 мкм до 0,554 мкм радиусы aberrаций высших порядков ГОЭ не превышают величины 5,3 мкм, а относительное отверстие ГОЭ в этом диапазоне увеличивается от 1:1,28 до 1:0,96.

При выполнении расчётов, представленных на рис. 2в,г, расстояния z_r приняты соответственно равными 53,33 мм и 50 мм, а расстояния z_o – 160 мм и 200 мм. Получено, что при коэффициенте увеличения $\beta_o = 3\times$ (рис. 2в) в первом порядке дифракции рабочей спектральный диапазон ГОЭ ограничен диапазоном 0,352 мкм – 0,703 мкм. Вблизи минимальной рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков принимают очень

большие значения. При увеличении рабочей длины волны радиусы сферических aberrаций высших порядков нелинейно уменьшаются до нуля при длине волны 0,532 мкм. Далее с увеличением длины волны радиусы сферических aberrаций увеличиваются незначительно, достигая значений: $\Delta r_5 = 1,7$ мкм при $\lambda_c = 0,555$ мкм, $\Delta r_7 = 1$ мкм при $\lambda_c = 0,570$ мкм, $\Delta r_9 = 0,27$ мкм при $\lambda_c = 0,578$ мкм, вновь уменьшаются до нуля (соответственно при длинах волн 0,580 мкм, 0,609 мкм, 0,624 мкм) и затем увеличиваются до максимальных значений $\Delta r_5 = 44,6$ мкм, $\Delta r_7 = 9,8$ мкм, $\Delta r_9 = 1,7$ мкм на самой большой рабочей длине волны $\lambda_c = 0,703$ мкм. Получаем, что рабочий спектральный диапазон ГОЭ и в этом случае ограничен заданной величиной сферической aberrации пятого порядка. Сферической aberrацией девятого порядка можно пренебречь во всём рабочем спектральном диапазоне. В диапазоне от 0,523 мкм до 0,590 мкм радиусы aberrаций высших порядков ГОЭ не превышают величины 1,7 мкм. Относительное отверстие ГОЭ при этом увеличивается от 1:1,02 (на длине волны 0,523 мкм) до 1:0,92 (на длине волны 0,590 мкм).

Из графиков на рис. 2г получаем, что при коэффициенте увеличения $\beta_o = 4\times$ в первом порядке дифракции рабочей спектральный диапазон рассматриваемого тонкого ГОЭ ограничен диапазоном 0,385 – 0,767 мкм, то есть практически полностью охватывает видимый диапазон спектра. На минимальных рабочих длинах волн радиусы сферических aberrаций высших порядков очень велики по сравнению с другими длинами волн. При увеличении длины волны величины радиусов сферических aberrаций уменьшаются до нуля на длине волны 0,532 мкм. Далее с увеличением длины волны радиусы сферических aberrаций нелинейно растут и достигают наибольших значений ($\Delta r_5 = 17,2$ мкм при $\lambda_c = 0,598$ мкм, $\Delta r_7 = 6,7$ мкм при $\lambda_c = 0,613$ мкм, $\Delta r_9 = 1,7$ мкм при $\lambda_c = 0,621$ мкм), вновь уменьшаются до нуля (соответственно при длинах волн 0,673 мкм, 0,698 мкм и 0,711 мкм) и затем увеличиваются до максимальных значений $\Delta r_5 = 54,7$ мкм, $\Delta r_7 = 13,6$ мкм, $\Delta r_9 = 2,6$ мкм соответственно на максимальной длине волны 0,767 мкм. Таким образом, в рабочем спектральном диапазоне от 0,509 мкм до 0,707 мкм радиусы aberrаций высших порядков не превышают 17,6 мкм. Получаем также, что при увеличении относительного отверстия ГОЭ от 1:1,4 (на длине волны 0,384 мкм) до 1:0,7 (на длине волны 0,703 мкм) aberrация седьмого порядка во всём рабочем спектральном диапазоне значительно меньше aberrации пятого порядка, а aberrацией девятого порядка можно пренебречь.

Таким образом, получено, что для тонкого осевого фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка радиусы поперечных сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков в рабочем спектральном диапазоне изменяются немонотонным образом. Радиусы осевых сферических aberrаций этих высших порядков могут быть существенно уменьшены выбором коэффициен-

та увеличения β_o . Причём при всех значениях β_o (кроме $\beta_o \sim 1$) существует ещё одна рабочая длина волны, отличающаяся от длины волны записи, на которой осевые сферические aberrации высших порядков равны нулю. Отметим, что каждая aberrация высшего порядка становится равной нулю на своей длине волны. Подчеркнём, что выбор β_o не только уменьшает (увеличивает) aberrации, но и одновременно сужает (расширяет) рабочий спектральный диапазон фокусирующего ГОЭ. Ширина рабочего спектрального диапазона ГОЭ в k -м порядке дифракции изменяется от $0,5\lambda_o/k$ до $2\lambda_o/k$. Общим для всех графиков на рис. 2а-в является известный факт – на длине волны записи 0,532 мкм все aberrации высших порядков ГОЭ равны нулю.

Во втором и в последующих k -х порядках дифракции рассмотренных ГОЭ получаются такие же зависимости радиусов сферических aberrаций пятого, седьмого и девятого порядков от рабочей длины волны. Отличие заключается лишь в уменьшении в k раз границ и протяжённости рабочего спектрального диапазона по сравнению с диапазоном в первом порядке дифракции.

Из выражений (2) следует, что каждой рабочей длине волны λ_c соответствуют присущие только ей значения расстояний z_c, z_i . В качестве примера применения выражений (2) рассмотрим схему использования ГОЭ с увеличением $\beta_o = 2\times$, осевые aberrации высших порядков которого представлены на рис. 2б. Результаты расчёта зависимости от длины волны λ_c расстояний z_c, z_i в схеме использования этого ГОЭ (в первом порядке дифракции) представлены на рис. 3. Штриховой кривой обозначена зависимость расстояния z_i , сплошной кривой – зависимость расстояния z_c . По вертикальной оси на рис. 3 отложены значения расстояний z_c, z_i в миллиметрах.

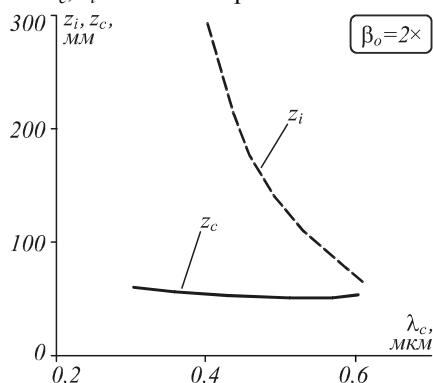


Рис. 3. Зависимости расстояний z_c, z_i в первом порядке дифракции ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c

Получено, что при минимальных значениях рабочей длины волны λ_c соответствующие расстояния z_i очень велики, что и является причиной больших значений радиуса aberrаций высших порядков на этих длинах волн. С ростом длины волны λ_c расстояние z_i монотонно нелинейно уменьшается, достигая наименьшего значения 70,2 мм при наибольшей рабочей длине волны. Эта зависимость отражает наличие у ГОЭ зна-

чительной хроматической aberrации положения и указывает на её уменьшение с ростом длины волны.

При минимальной рабочей длине волны расстояние z_c равно 69,3 мм, а при максимальной рабочей длине волны z_i равно 68,4 мм. На всём рабочем спектральном диапазоне расстояние z_c немонотонно изменяется относительно мало по сравнению с расстоянием z_i . Более подробно изменение расстояния z_c обсуждается ниже.

3. Обсуждение

Рассмотрим более подробно aberrации пятого порядка ГОЭ, так как они являются наиболее значительными в приведённых выше примерах ГОЭ. Результаты расчёта зависимости в первом и втором порядках дифракции радиусов сферической aberrации пятого порядка ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c (при разных β_o) представлены на рис. 4а, б. Сплошная, штриховая, точечная и штрихпунктирная кривые указывают зависимости радиусов сферической aberrации при увеличениях β_o , соответственно равных $\beta_o = 1,05\times, 2\times, 3\times, 4,44\times$.

Получено, что при $\beta_o > 1,046\times$ сферическая aberrация пятого порядка ГОЭ равна нулю не только на длине волны записи $\lambda_o = 0,532$ мкм, но и на другой длине волны λ_{cor} , существенно отличающейся от λ_o (рис. 4а). Причём λ_{cor} меньше λ_o , когда β_o принимает значения от $1,046\times$ до $2,5\times$ и λ_{cor} больше λ_o при β_o большем $2,5\times$. Для значений $\beta_o = 2\times, 3\times$ и $4,44\times$ соответствующие длины волн λ_{cor} равны: 0,434 мкм, 0,580 мкм и 0,704 мкм. Если β_o принимает значения от $1\times$ до $2,5\times$, то увеличение рабочей длины волны λ_c от величины λ_{cor} до длины волны записи λ_o приводит к увеличению радиуса сферической aberrации пятого порядка, к достижению максимального значения и последующему уменьшению до нуля. Для $\beta_o > 2,5\times$ увеличение рабочей длины волны λ_c от величины λ_o до λ_{cor} также приводит к увеличению радиуса сферической aberrации пятого порядка до максимальных значений и к последующему уменьшению до нуля. Максимальные значения сферических aberrаций пятого порядка для этих $\beta_o = 1,05\times; 2\times; 3\times; 4,44\times$ равны 31,6 мкм; 5,3 мкм; 1,7 мкм; 27,1 мкм соответственно при рабочих длинах волн 0,339 мкм; 0,480 мкм; 0,555 мкм; 0,611 мкм. Зависимости, подобные представленным на рис. 4, можно получить для любых значений β_o . Расчёты показывают, что можно выбрать схемы использования ГОЭ с заданными рабочими спектральными диапазонами, в которых при коэффициенте увеличения β_o , изменяющемся в пределах от $1\times$ до $4,5\times$, сферическая aberrация пятого порядка не превышает 32 мкм, а при изменении β_o в пределах от $2\times$ до $3,5\times$ – не превышает 5,3 мкм.

Аналогичным образом получаем, что у этого же ГОЭ во втором порядке дифракции при значениях $\beta_o = 1,07\times; 2\times; 3\times; 4,44\times$ исправление сферической aberrации пятого порядка имеет место не только на длине волны $\lambda_o/2$, но и на другой длине волны λ'_{cor} (рис. 4б), отличающейся от $\lambda_o/2$. Так, при значениях $\beta_o = 1,07\times; 2\times; 3\times; 4,44\times$ величины соответствующих

длин волн λ'_{cor} равны: 0,134 мкм; 0,218 мкм; 0,290 мкм; 0,352 мкм. При условии $1,0655 < \beta_o < 2,5$ увеличение рабочей длины волны λ_c от величины λ'_{cor} до длины волны $\lambda_o/2$ приводит сначала к увеличению радиусов сферической aberrации пятого порядка до максимальных значений, а затем к уменьшению до нуля. Аналогично при условии $\beta_o > 2,5$ увеличение рабочей длины волны λ_c от величины $\lambda_o/2$ до длины волны λ'_{cor} приводит к увеличению радиусов сферической aberrации пятого порядка до максимальных значений и затем к уменьшению до нуля.

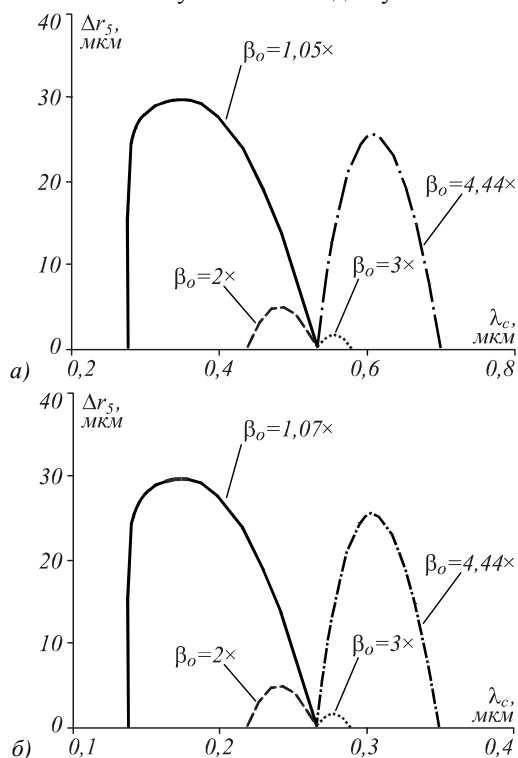


Рис. 4. Зависимости в первом (а) и втором (б) дифракционных порядках радиуса Δr_5 сферической aberrации пятого порядка ГОЭ в выбранных рабочих спектральных диапазонах при разных коэффициентах увеличения β_o

Максимальные значения сферической aberrации пятого порядка для этих коэффициентов увеличения $\beta_o = 1,07\times; 2\times; 3\times; 4,44\times$ равны: 31,3 мкм; 5,3 мкм; 1,7 мкм; 27,1 мкм соответственно при длинах волн 0,171 мкм; 0,241 мкм; 0,278 мкм; 0,305 мкм. Получаем, что можно выбрать схемы использования во втором порядке дифракции ГОЭ, в которых при коэффициенте увеличения β_o , изменяющемся в пределах от $1\times$ до $4,5\times$, сферическая aberrация пятого порядка не превышает 32 мкм, а при изменении в пределах от $2\times$ до $3,5\times$ не превышает 5,3 мкм. Выражения (1) и (2) позволяют построить графики зависимости радиусов сферических aberrаций высших порядков от рабочей длины волны, аналогичные представленным на рис. 2, 3, 4 и при коэффициентах увеличения β_o , принимающих значения от нуля до единицы.

Таким образом, для исправления сферической aberrации пятого порядка ГОЭ на двух заданных длинах волн в разных (например, в первом и втором)

порядках дифракции необходим записывающий лазер, имеющий одну из заданных длин волн в первом порядке дифракции и выбор требуемого значения β_o для схемы записи. При заданном значении фокусного расстояния F_o и выбранной величине коэффициента увеличения β_o можно рассчитать по известным формулам координаты z_r, z_o точечных источников опорной и объектной сферических волн [8, 24].

График зависимости расстояния z_c ГОЭ из рис. 3 представлен на рис. 5. Из графика получаем, что при увеличении рабочей длины волны от 0,308 мкм до 0,532 мкм расстояние z_c уменьшается нелинейно с величины 69,3 мм до минимального значения $z_c = 60$ мм при длине волны 0,532 мкм и затем нелинейно увеличивается до величины 68,4 мм. Причём в рабочем спектральном диапазоне от 0,308 мкм до 0,532 мкм линейная дисперсия $\partial z_c / \partial \lambda_c$ имеет отрицательный знак, а в диапазоне от 0,532 мкм до 0,614 мкм – положительный знак. При длине волны

$$\lambda_c = \lambda_o \sqrt{3(\beta_o^3 + 1) / (\beta_o + 1)^3} = 0,532 \sqrt{3(2^3 + 1) / (2 + 1)^3} = 0,532 \text{ мкм}$$

дисперсия $\partial z_c / \partial \lambda_c$ равна нулю. Этот эффект изменения знака линейной дисперсии ГОЭ позволяет определить в диапазоне длин волн от 0,432 мкм до 0,614 мкм две рабочие длины волны при одном и том же значении расстояния z_c (как показано на рис. 5). Этот эффект также позволяет в некоторой окрестности минимального значения

$$z_c = F_o \sqrt{3(\beta_o + 1)^3 / 4(\beta_o^3 + 1)} = 40 \sqrt{3(2 + 1)^3 / 4(2^3 + 1)} = 60 \text{ мм}$$

заменить кривую зависимости $z_c(\lambda_c)$ постоянной величиной, например $z_c = 60,154$ мм. Тогда в диапазоне длин волн от 0,5 мкм до 0,563 мкм можно считать, что расстояние z_c не изменяется.

Таким образом, можно рассчитать осевые aberrации ГОЭ, формирующего изображение точечного полихроматического источника с рабочим спектральным диапазоном 0,5–0,563 мкм и находящегося на расстоянии ~ 60 мм от ГОЭ. Результаты расчёта зависимости в первом порядке дифракции радиусов $\Delta r_3, \Delta r_5, \Delta r_7$ сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков ГОЭ от длины волны источника представлены на рис. 6. Точечной кривой на рисунке указана зависимость радиуса сферической aberrации третьего порядка, сплошной кривой – сферической aberrации пятого порядка, пунктирной кривой – сферической aberrации седьмого порядка.

Расстояние от точечного источника полихроматической волны до ГОЭ принято равным $z_c = 60,154$ мм. Получено, что на всем рабочем диапазоне от 0,5 мкм до 0,563 мкм радиус сферической aberrации третьего порядка не превышает 20,7 мкм, пятого порядка – 6,8 мкм, седьмого порядка – 0,8 мкм. На рис. 6 радиус сферической aberrации третьего порядка ГОЭ равен нулю на длинах волн 0,508 мкм и 0,553 мкм. Радиусы

сферических aberrаций пятого и седьмого порядков ГОЭ равны нулю на длине волны 0,521 мкм. Относительное отверстие ГОЭ увеличивается при этом (во всем рабочем диапазоне) от 1:1 до 1:0,89.

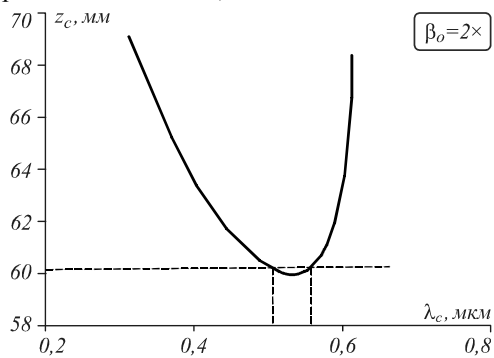


Рис. 5. Зависимость расстояния z_c от изменения рабочей длины волны λ_c

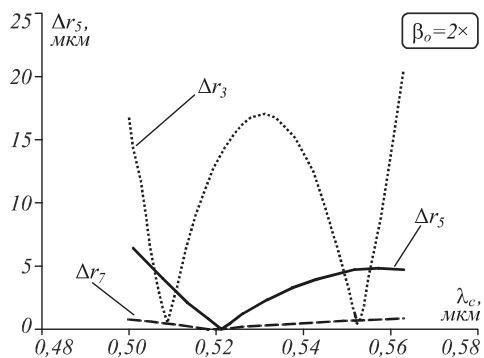


Рис. 6. Зависимость радиусов сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков изображения точечного полихроматического источника ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c

Таким образом, получено, что осевые сферические aberrации третьего порядка ГОЭ можно исправить на двух длинах волн λ_{1cor} и λ_{2cor} рабочего спектрального диапазона, отличающихся от длины волны записи 0,532 мкм. Причём, перемещая ГОЭ вдоль оптической оси, можно уменьшать и увеличивать как сами длины волн λ_{1cor} и λ_{2cor} , так и спектральный диапазон между ними. Исправляются aberrации и вблизи этих двух волн, тем самым создавая ГОЭ с двумя узкими рабочими спектральными диапазонами – двухдиапазонные ГОЭ. Ширина спектрального диапазона при длине волны $\lambda_{1cor} = 0,508$ мкм равна 8 нм, при второй длине волны $\lambda_{2cor} = 0,553$ мкм равна 10 нм. Величина радиуса сферической aberrации третьего и высших порядков в этих диапазонах не превышает 7 мкм.

Так как в выражениях (2) расстояния z_c , z_i зависят от произведения $k\mu$, то во втором порядке дифракции ГОЭ графики зависимости $z_c(\lambda_c)$ и $z_i(\lambda_c)$ совпадают с графиками в первом порядке дифракции при замене λ_c на $0,5\lambda_c$. Зависимость радиусов сферических aberrаций третьего, пятого и седьмого порядков изображения точечного полихроматического источника ГОЭ во втором порядке дифракции от изменения рабочей длины волны λ_c совпадает с графиком на рис. 6. Отличие заключается лишь в изменении рабочего спектрального диапазона 0,500–0,563 мкм

на диапазон 0,250–0,281 мкм. Поэтому длины волн, на которых имеет место равенство нулю сферических aberrаций ГОЭ во втором порядке дифракции, меньше в два раза, чем в первом порядке, и равны: для третьего порядка – 0,254 мкм и 0,2765 мкм, для пятого и седьмого порядков – 0,261 мкм.

Двухдиапазонные ГОЭ могут быть использованы для фокусировки излучения полихроматических источников света.

Заключение

В работе численно изучена зависимость сферических aberrаций высших порядков осевого светосильного ГОЭ от изменения рабочей длины волны на примере ГОЭ с фокусным расстоянием 40 мм на длине волны записи. Показано, что для фокусирующего осевого ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка и с относительным отверстием 1:1 на длине волны записи сферические aberrации седьмого порядка в 2–10 раз, а и девятого порядка в 6–100 раз меньше aberrаций пятого порядка в рабочих спектральных диапазонах как в первом, так и во втором порядках дифракции (при одинаковых диаметрах ГОЭ).

Показано, что для ГОЭ, зарегистрированного расходящейся опорной и сходящейся объектной волнами, наряду с исправлением сферической aberrации третьего порядка во всем рабочем диапазоне выбором расстояний от ГОЭ до источника предметной волны z_c и до точки изображения z_i в схеме использования, существует возможность исправления сферических aberrаций высших порядков на длине волны λ_c , принимающей значение в диапазоне от $0,5\lambda_o/k$ до $2\lambda_o/k$, где λ_o – длина волны записи, k – порядок дифракции. Причём сферические aberrации высших порядков исправляются на разных длинах волн λ_c – у каждого порядка своя длина волны.

Показано, что при коэффициенте увеличения β_o (на длине волны записи ГОЭ) меньше, чем 2,5x, длины волн λ_c , на которых имеет место исправление сферической aberrации, меньше длины волны записи; при коэффициенте увеличения β_o больше, чем 2,5x, наоборот, больше длины волны записи. В диапазоне между этими длинами волн и длиной волны записи сферическая aberrация высших порядков ограничена – абсолютная величина радиуса сферической aberrации высших порядков увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается.

Показано, что зависимости расстояний $z_c(\lambda_c)$ и $z_i(\lambda_c)$ в схеме использования ГОЭ от изменения рабочей длины волны λ_c существенно различны. Так, при увеличении рабочей длины волны λ_c расстояние z_i монотонно уменьшается, тогда как расстояние z_c уменьшается до минимального значения

$$z_c = F_o \sqrt{3(\beta_o + 1)^3 / 4(\beta_o^3 + 1)},$$

при

$$\lambda_c = \lambda_o \sqrt{3(\beta_o^3 + 1) / (\beta_o + 1)^3},$$

и затем увеличивается. Причём в одном и том же спектральном диапазоне пространственная дисперсия расстояния z_i не изменяет знака и значительно превосходит по величине пространственную дисперсию расстояния z_c . Таким образом, имеет место изменение знака пространственной дисперсии расстояния z_c в схеме использования ГОЭ. Этот факт позволяет скорректировать сферическую aberrацию третьего порядка тонкого осевого ГОЭ в спектральном рабочем диапазоне.

Показано, что при использовании ГОЭ в первом и втором порядках дифракции для формирования изображения точечного источника света, излучающего в диапазонах 0,250–0,281 мкм и 0,500–0,563 мкм, существует возможность полного исправления в изображении сферической aberrации третьего порядка на двух длинах волн и сферических aberrаций пятого, седьмого порядков на одной длине волны как видимого, так и ультрафиолетового диапазонов спектра. Причём эти длины волн (0,508 мкм и 0,553 мкм) отличаются от длины волны записи ГОЭ, равной 0,532 мкм. Предложены двухдиапазонные ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка, имеющие два рабочих спектральных диапазона 508 ± 4 нм и 553 ± 5 нм в первом порядке дифракции и два диапазона 254 ± 2 нм и $276,5 \pm 2,5$ нм во втором порядке дифракции.

Полученные результаты применимы для ГОЭ, зарегистрированного расходящейся опорной и сходящейся объектной цилиндрическими волнами. Полученные результаты применимы для тонкого отражающего ГОЭ. Также полученные результаты применимы и для тонкого ГОЭ с рабочими спектральными диапазонами в других областях спектра от инфракрасного до рентгеновского диапазонов.

Благодарности

Работа выполнена в рамках инициативной НИР «Расчёт и разработка голограммных оптических элементов» в Институте оптики и оптических технологий Сибирского государственного университета систем и технологий.

Литература

1. **Champagne, E.B.** Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography / E.B. Champagne // Journal of the Optical Society of America. – 1967. – Vol. 57, Issue 1. – P. 51-55. – DOI: 10.1364/JOSA.57.000051.
2. **Ган, М.А.** Теория и методы расчёта голограммных и киноформных оптических элементов: методическое пособие / М.А. Ган. – Л.: ГОИ, 1984. – 140 с.
3. Оптика дифракционных элементов и систем / С.Т. Бобров, Г.И. Грейсх, Ю.Г. Туркевич. – Л.: Машиностроение, 1986. – 223 с.
4. **Жердев, А.Ю.** Высокоапертурная дифракционная линза для голографического принтера / А.Ю. Жердев, С.Б. Одинок, Д.С. Лушников, Ч.Б. Кайтуков // Фотоника. – 2016. – № 3. – С. 88-97.
5. **Latta, J.N.** Fifth-order hologram aberrations / J. Latta // Applied Optics. – 1971. – Vol. 10, Issue 3. – P. 666-667. – DOI: 10.1364/AO.10.000666.

6. **Mehta, P.S.** Higher order aberrations in holographic lenses / P.S. Mehta, K.S.S. Rao, R. Hradaynath // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, Issue 24. – P. 4553-4558. – DOI: 10.1364/AO.21.004553.
7. **Батомункуев, Ю.Ц.** Абберации девятого порядка внеосевого объёмного голограммного оптического элемента / Ю.Ц. Батомункуев // Ползуновский вестник. – 2012. – № 3/2. – С. 142-146.
8. **Буйнов, Г.Н.** Об одной возможности компенсации сферической aberrации осевых голограммных линз / Г.Н. Буйнов, К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т. 41, Вып. 2. – С. 341-342.
9. **Грейсх, Г.И.** Голографическое формирование зонной структуры дифракционных линз с заданными оптическими характеристиками / Г.И. Грейсх, С.А. Степанов. – В кн.: Голографические оптические элементы и системы: сборник статей / под ред. Ю.Н. Денисюка. – С.-Пб.: Наука, 1994. – С. 98-103.
10. **Snow, K.A.** Production of partially achromatic zone plates by holographic techniques / K.A. Snow, M.P. Givens // Journal of The Optical Society of America. – 1968. – Vol. 58, Issue 7. – P. 871-874. – DOI: 10.1364/JOSA.58.000871.
11. **Bennet, S.J.** Achromatic combinations of hologram optical elements / S.J. Bennet // Applied Optics. – 1976. – Vol. 15, Issue 2. – P. 542-545. – DOI: 10.1364/AO.15.000542.
12. **Sweatt, W.C.** Achromatic triplet using holographic optical elements / W.C. Sweatt // Applied Optics. – 1977. – Vol. 16, Issue 5. – P. 1390-1391. – DOI: 10.1364/AO.16.001390.
13. **Мустафин, К.С.** Расчёт ахроматизированных голограммных линзовых систем на основе принципа таутохронизма лучей / К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1978. – Т. 44, Вып. 1. – С. 164-167.
14. **Weingärtner, I.** Chromatic correction of two- and three-element holographic imaging systems / I. Weingärtner, K.-J. Rosenbruch // Optica Acta. – 1982. – Vol. 29, Issue 4. – P. 519-529. – DOI: 10.1080/713820862.
15. **Карпеев, С.В.** Расчёт и анализ трёхволнового дифракционного фокусирующего дуплета / С.В. Карпеев, А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 2. – С. 173-178. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-173-178.
16. **Мустафин, К.С.** Голограммная оптика и перспективы ее применения / К.С. Мустафин. – В кн.: Материалы пятой Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1973. – 602 с.
17. **Park, Y.** Miniaturization of a Fresnel spectrometer / Y. Park, L. Koch, K.D. Song, S. Park, G. King, S. Choi // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2008. – Vol. 10, Issue 9. – 095301. – DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
18. **Южик, И.Б.** Приборы для обнаружения и подавления оптических и оптико-электронных средств / И.Б. Южик, В.В. Малинин, Г.Н. Попов // Сборник материалов IV Международного научного конгресса и выставки «ГЕО-Сибирь-2008». – 2008. – Т. 4, Вып. 1. – С. 148-152.
19. **Bobrinev, V.I.** The use of holographic optical elements in optical systems sights / V.I. Bobrinev, Ya.A. Grad, M.S. Kovalev, P.I. Malinina, V.V. Nikolaev, S.B. Odinokov, A.B. Solomashenko, N.G. Stsepuro // Indian Journal of Science and Technology. – 2016. – Vol. 9, Issue 47. – P. 1-6. – DOI: 10.17485/ijst/2016/v9i47/104552.
20. **Корешев, С.Н.** Оптические системы голографических коллиimatorных прицелов / С.Н. Корешев, М.К. Шевцов // Оптический журнал. – 2015. – Т. 82, № 9. – С. 22-28.
21. **Тугаринов, С.Н.** Новый класс спектрометров-полихроматоров высокого разрешения на основе пропускающих объёмно-фазовых голограммных дифракци-

- онных решёток / С.Н. Тугаринов, А.А. Белокопытов, А.В. Лукин, Н.Н. Науменко, Ф.А. Сагтаров, В.В. Серов, Н.М. Шигапова, В.П. Ярцев // *Контенант*. – 2016. – Т. 15, № 3. – С. 43-49.
22. **Бурункова, Е.Э.** Голографический нанокompозит и дифракционный элемент на его основе / Е.Э. Бурункова, И.Ю. Денисюк, Д.И. Жук, Е.Б. Шекланова // *Оптика и спектроскопия*. – 2017. – Т. 122, № 2. – С. 349-351. – DOI: 10.7868/S0030403417020088.
23. **Батомункуев, Ю.Ц.** Расчёт спектрального диапазона многопорядкового фокусирующего голограммного оптического элемента с исправленной сферической aberrацией третьего порядка / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // *Компьютерная оптика*. – 2017. – Т. 41, № 2. – С. 192-201. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-192-201.
24. **Милер, М.** Голография (Теория, эксперимент, применение) / М. Милер. – пер. с чешского. – Л.: Машиностроение, 1979. – 207 с.

Сведения об авторах

Батомункуев Юрий Цыдыпович, в 1983 году окончил физический факультет Новосибирского государственного университета, к.т.н., в настоящее время доцент кафедры физики Сибирского государственного университета геосистем и технологий. Область научных интересов: дифракционная и голограммная оптика, разработка оптических приборов. E-mail: opttechnic@mail.ru.

Дианова Александра Алексеевна, в 2014 году окончила Институт оптики и оптических технологий Сибирского государственного университета геосистем и технологий (ИОиОТ СГУГиТ), в настоящее время аспирантка ИОиОТ СГУГиТ по специальности «Оптика», инженер АО «Швабе-Приборы». Область научных интересов: голограммные и дифракционные оптические элементы, приборы ночного видения. E-mail: dianova.aleksandra@mail.ru.

ГРПТИ: 29.31.33.

Поступила в редакцию 14 сентября 2017 г. Окончательный вариант – 3 декабря 2017 г.

CALCULATION OF THE HIGHER-ORDER AXIAL SPHERICAL ABERRATIONS OF A HIGH-APERTURE FOCUSING HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENT WITH THE CORRECTED THIRD-ORDER SPHERICAL ABERRATION PART 1

Yu.Ts. Batomunkuev¹, A.A. Dianova¹

¹*Optics and Optical Technologies Institute,*

Siberian State University of Geosystems and Technology, Novosibirsk, Russia

Abstract

Results of calculating the radius of higher-order spherical aberrations (fifth, seventh and ninth orders) of a high-aperture focusing holographic optical element (HOE) with corrected third-order spherical aberration in the operating spectral range are discussed. As examples, high-aperture axial HOEs with relative apertures close to 1:1 in specified spectral ranges are considered. Coordinates of the point sources of a divergent reference wave and a convergent object wave of the HOE are given. It is shown that when imaging a point source emitting in the 0.250-0.281- μm and 0.500-0.563- μm spectral ranges, the use of an HOE in the first and second diffraction orders makes it is possible to correct the third-order spherical aberration on two wavelengths and the fifth- and seventh-order spherical aberrations on one wavelength. Note that these visible-spectrum wavelengths are different from the HOE's recording wavelength of 0.532 μm .

Keywords: holographic optical element (HOE), chromatic aberration, higher-order spherical aberration, sphero-chromatic aberration.

Citation: Batomunkuev YuTs, Dianova AA. Calculation of the higher-order axial spherical aberrations of a high-aperture focusing holographic optical element with the corrected third-order spherical aberration. Part 1. *Computer Optics* 2018; 42(1): 44-53. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-44-53.

References

- [1] Champagne EB. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography. *JOSA* 1967; 57(1): 51-52. DOI: 10.1364/JOSA.57.000051.
- [2] Gan MA. Theory and methods of calculation of hologram and kinoform optical elements [In Russian]. Leningrad: "GOI" Publisher; 1984.
- [3] Bobrov ST, Greisukh GI, Turkevich YG. The diffraction optics elements and systems [In Russian]. Leningrad: "Mashinostroenie" Publisher; 1986.
- [4] Zherdev A, Odinkov S, Lushnikov D, Kaitukov Ch. High-aperture diffractive lens for holographic printer [In Russian]; *Photonics* 2016; 3: 88-97.
- [5] Latta JN. Fifth-order hologram aberrations. *Appl Opt* 1971; 10(3): 666-667. DOI: 10.1364/AO.10.000666.

- [6] Mehta PS, Rao KSS, Hradaynath R. Higher order aberrations in holographic lenses. *Appl Opt* 1982; 21(24): 4553-4558. DOI: 10.1364/AO.21.004553.
- [7] Batomunkuev YuTs. Aberrations of the ninth order of a off-axis volume hologram optical element [In Russian]; *Polzunovsky Vestnik* 2012; 3/2: 142-146.
- [8] Bujnov GN, Mustafin KS. About one possibility of compensation of spherical aberration for holographic lens [In Russian]. *Optics and Spectroscopy* 1976; 41(2): 341-342.
- [9] Greisukh GI, Stepanov SA. Holographic formation of the band structure of diffractive lenses with desired optical properties. In book: Denisuk YuN, ed. *Holographic optical elements and systems* [In Russian]. Saint-Petersburg: "Nauka" Publisher, 1994; 98-103.
- [10] Snow KA, Givens MP. Production of partially achromatic zone plates by holographic techniques. *JOSA* 1968; 58(7): 871-874. DOI: 10.1364/JOSA.58.000871.
- [11] Bennet SJ. Achromatic combinations of hologram optical elements. *Appl Opt* 1976; 15(2): 542-545. DOI: 10.1364/AO.15.000542.
- [12] Sweatt WC. Achromatic triplet using hologram optical elements. *Appl Opt* 1977; 16(5): 1390-1391. DOI: 10.1364/AO.16.001390.
- [13] Mustafin KS. Calculation of achromatic holographic lens systems based on thoughts lays principle [In Russian]. *Optics and Spectroscopy* 1978; 44(1): 164-167.
- [14] Weingärtner I, Rosenbruch K-J. Chromatic correction of two- and three-element holographic imaging systems. *Optica Acta* 1982; 29(4): 519-529. DOI: 10.1080/713820862.
- [15] Karpeev SV, Ustinov AV, Khonina SN. Design and analysis of a three-wave diffraction focusing doublet [In Russian]. *Computer Optics* 2016; 40(2): 173-178. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-173-178.
- [16] Mustafin KS. Holographic optics and perspectives of its application [In Russian]. In book: *Materials of the fifth holography school*. Leningrad: "LIYAF" Publisher; 1973.
- [17] Park Y, Koch L, Song K, Park S, King G, Choi S. Miniaturization of a Fresnel spectrometer. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2008; 10(9): 095301. DOI: 10.1088/1464-4258/10/9/095301.
- [18] Yuzhyk IB, Malinin VV, Popov GN. Devices for detection and suppression of the optical and electro-optical means [In Russian]. *Materials of IV International scientific congress and exhibition "GEO-Siberia 2008"*; 2008; 4(1): 148-152.
- [19] Bobrinev VI, Grad YaA, Kovalev MS, Malinina PI, Nikolaev VV, Odinokov SB, Solomashenko AB, Stsepuro NG. The use of holographic optical elements in optical systems sights. *Indian Journal of Science and Technology* 2016; 9(47): 1-6. DOI: 10.17485/ijst/2016/v9i47/104552.
- [20] Koreshev SN, Shevtsov MK. Optical systems of holographic collimator sights. *Journal of Optical Technology* 2015; 82(9): 592-597. DOI: 10.1364/JOT.82.000592.
- [21] Tugarinov SN, Belokopytov AA, Lukin AV, Naumenko NN, Sattarov FA, Serov VV, Shigapova NM, Yartsev VP. A new class of high-resolution spectrometers-polychromators based on transmitting volume-phase holographic diffraction gratings [In Russian]. *Contentant* 2016; 15(3): 43-49.
- [22] Burunkova JA, Denisuk IY, Zhuk DI, Sheclanova EB. Holographic nanocomposite and a related diffraction element. *Optics and Spectroscopy* 2017; 122(2): 341-343. DOI: 10.1134/S0030400X17020084.
- [23] Batomunkuev YuTs. Calculation of the spectral range of a focusing HOE with the corrected third-order spherical aberration [In Russian]. *Computer Optics* 2017; 41(2): 192-201. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-192-201.

Author's information

Yuri Tsydypovich Batomunkuev (b. 1961) graduated from Physics department of Novosibirsk State University in 1983, candidate of Engineering Sciences. Currently he works as assistant professor of Physics department of the Siberian State University of Geosystems and Technologies. Research interests are diffraction and hologram optics, development of optical instruments. E-mail: opttechnic@mail.ru.

Aleksandra Alekseevna Dianova (b. 1991) graduated from the Optics and Optical Technologies Institute of Siberian State Academy of Geodesy in 2014, post graduate student by specialty "Optics" of the Siberian State University of Geosystems and Technologies. Currently she works as engineer at the Shvabe-Devaces. Her research interests are diffraction and hologram optics, night-vision devices. E-mail: dianova.aleksandra@mail.ru.

Received September 14, 2017. The final version – December 3, 2017.