

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХРОМАТИЗМА ДИФРАКЦИОННЫХ И РЕФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ

Г.И. Грейсх, Е.Г. Ежов*, С.А. Степанов

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

Аннотация

Приведены результаты сравнительного анализа хроматизма дифракционных и однородных рефракционных линз. Обсуждены возможности коррекции сферохроматизма третьего и пятого порядков таких линз. Даны рекомендации по эффективному использованию линз различного типа в гибридных рефракционно-дифракционных оптических системах.

Введение

Дифракционные линзы (ДЛ) по сравнению со своими рефракционными аналогами обладают рядом особенностей и, в частности, в области диспергирующих свойств. При этом в геометрическом приближении под дисперсией света на дифракционном оптическом элементе (ДОЭ) понимается зависимость угла дифракции на микроструктуре элемента от длины волны. Особенности диспергирующих свойств ДЛ приводят к тому, что хроматические aberrации как первого, так и более высоких порядков таких линз существенно отличаются как по величине, так и по своему качеству от соответствующих aberrаций рефракционных линз (РЛ). Необычные диспергирующие свойства ДЛ нашли, в частности, применение при построении объективов-апохроматов [1-4], систем, предназначенных для чтения и записи цифровых лазерных дисков различных форматов [5], сверхтонких жестких эндоскопов [6] и т.д.

Несмотря на то, что специфика диспергирующих свойств ДОЭ обсуждается специалистами давно, до настоящего времени в доступных авторам литературных источниках отсутствуют работы, посвященные сколько-нибудь полному сравнительному анализу их хроматизма с хроматизмом РЛ. Настоящая статья направлена на восполнение этого пробела.

Форма представления структуры ДЛ

При расчете оптических систем с ДЛ используют несколько вариантов их описания. Те из них, которые основываются на понятии эйконала записи ДЛ, позволяют легко получать aberrационные коэффициенты системы в аналитическом виде, формировать системы компенсационных уравнений и, решая их, устранять aberrации.

Понятие эйконала записи было введено авторами работы [7] в результате обобщения подхода, применяемого при описании голографических оптических элементов или просто голограмм – частного случая ДОЭ. Действительно, при голографической записи элемента регистрируется картина интерференции двух монохроматических волн. При этом коэффициент пропускания голограммы t пропорционален интенсивности в данной точке интерференционной картины [8]:

$$t \sim I = \left| \exp(j2\pi G_1 / \lambda^*) + \exp(j2\pi G_2 / \lambda^*) \right|^2 = \\ = 2 + \exp[j2\pi(G_2 - G_1) / \lambda^*] + \exp[j2\pi(G_1 - G_2) / \lambda^*]. \quad (1)$$

Здесь $2\pi G_i / \lambda^*$ – фаза волны в плоскости регистрации, G_i – оптический путь между i -ым источником волны и выделенной точкой плоскости регистрации, т.е. эйконал i -ой волны, а λ^* – длина интерферирующих волн, или длина волны записи.

Из выражения (1) видно, что амплитудный коэффициент пропускания голографически записанного элемента можно представить как функцию эйконала, равного разности эйконалов интерферирующих при записи волн

$$G_0 = G_1 - G_2. \quad (2)$$

При освещении элемента монохроматической волной с амплитудой $\exp(j2\pi G / \lambda)$ непосредственно за элементом эйконал волнового поля, формируемого в m -ом порядке дифракции, находится как

$$G_m = G + \frac{m\lambda}{\lambda^*} G_0. \quad (3)$$

Подставляя выражение (2) в (3), легко видеть, что если фронт освещающей волны является точной копией фронта первой волны записи ($G = G_1$), то при выполнении условия $m\lambda / \lambda^* = -1$ фронт волны, формируемой в m -ом порядке дифракции, будет точной копией фронта второй волны записи ($G_m = G_2$).

Фронты записи структуры ДЛ, в принципе, могут быть как сферическими, так и асферическими, но описать наличие сферической aberrации проще, считая интерферирующие фронты сферическими и вводя в эйконал записи асферические добавки с коэффициентами b_3, b_5, b_7 и т.д.:

$$G_0(\rho) = G_{1\text{sph}}(\rho) - G_{2\text{sph}}(\rho) - \\ - \frac{1}{8} b_3 \rho^4 - \frac{1}{16} b_5 \rho^6 - \frac{5}{128} b_7 \rho^8 - \dots \quad (4)$$

В уравнении (4) все слагаемые являются функциями расстояния ρ от оси, соединяющей центры кривизны фронтов интерферирующих волн. Плоскость регистрации интерференционной картины перпендикулярна этой оси, в результате чего картина вращательно симметрична, а сама ось оказывается оптической осью ДЛ. В результате выражение для эйконала записи ДЛ приобретает вид:

$$G_0 = z_2 \sqrt{1 + (\rho/z_2)^2} - z_2 - z_1 \sqrt{1 + (\rho/z_1)^2} + \\ + z_1 - \frac{1}{8} b_3 \rho^4 - \frac{1}{16} b_5 \rho^6 - \frac{5}{128} b_7 \rho^8 - \frac{21}{768} b_9 \rho^{10} - \dots, \quad (5)$$

где z_1, z_2 – расстояния от плоскости регистрации до соответствующих источников волн, т.е. отрезки записи ДЛ.

При выводе формулы (5) принималось, что эйконал расходящейся волны – положительный, а сходящейся – отрицательный. Знаки же отрезков записи выбраны в соответствии с принятым в оптике правилом знаков. Наличие квадратных корней в выражении для эйконала записи обусловило использование числовых коэффициентов при b_{2k+1} ($k = 1, 2, \dots$), равных коэффициентам в разложении квадратного корня в степенной ряд.

Закон изменения пространственной частоты микроструктуры ДЛ связан с эйконалом записи соотношением:

$$\Omega(\rho) = \frac{1}{\lambda^*} \frac{dG_0}{d\rho}. \quad (6)$$

При расчете хода лучей через плоскую ДЛ направляющие косинусы дифрагированного в m -ый порядок луча получают дифференцированием эйконала записи по соответствующей координате:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_x^{(m)} &= \alpha_x + \frac{m\lambda}{\lambda^*} \frac{\partial G_0}{\partial x} \\ \alpha_y^{(m)} &= \alpha_y + \frac{m\lambda}{\lambda^*} \frac{\partial G_0}{\partial y} \\ \alpha_z^{(m)} &= \pm \sqrt{1 - [\alpha_x^{(m)}]^2 - [\alpha_y^{(m)}]^2} \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

где α_x и α_y – направляющие косинусы падающего луча.

В ряде программных продуктов (см., например, «ZEMAX» Optical design program [9]), осуществляющих расчет хода лучей через оптические системы, включающие ДЛ, их рассматривают как бесконечно тонкие поверхности, вносящие в луч, падающий на поверхность в точку, отстоящую от оси на расстоянии ρ , и дифрагирующий в первый порядок, фазовую добавку:

$$\varphi = \sum_{i=1}^l A_i \rho^{2i}. \quad (8)$$

Величиной равной фазовой добавке φ , как следует из понятия эйконала и формулы (3), является величина $2\pi G_0 / \lambda^*$. Приравнивая их, находим

$$G_0 = \lambda^* \varphi / 2\pi. \quad (9)$$

Отсюда, в соответствии с формулами (6) и (7) для пространственной частоты и направляющих косинусов, получаем:

$$\Omega(\rho) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{d\rho}, \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_x^{(m)} &= \alpha_x + \frac{m\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \alpha_y^{(m)} &= \alpha_y + \frac{m\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

Хроматизм первого порядка

При описании структуры ДЛ через эйконал записи ее фокусное расстояние на произвольной длине волны λ в m -ом порядке дифракции определяется выражением [7]:

$$f' = \frac{\lambda^*}{m\lambda} \frac{z_1 z_2}{z_2 - z_1} = -\frac{\lambda^*}{m\lambda} f^{**}, \quad (12)$$

где f^{**} – фокусное расстояние ДЛ в минус первом порядке на длине волны записи.

При описании структуры ДЛ через фазовую добавку (8) ее фокусное расстояние определяется коэффициентом A_1 :

$$f' = -\frac{\pi}{A_1 \lambda m}, \quad (13)$$

а коэффициенты A_i при $i = 2, 3, \dots$ являются коэффициентами асферических добавок. Особо отметим, что в случае равенства этих коэффициентов нулю сферическая aberrация в формируемом волновом фронте не отсутствует [как при $b_{2k+1} = 0$ в эйконале записи (5)], а оказывается равной, при прочих равных условиях, сферической aberrации зонной пластинки Френеля, чьи радиусы кольцевых зон пропорциональны квадратным корням из целых чисел.

Хроматизм ДЛ также, как и дисперсию стекла, характеризуют коэффициентом дисперсии. Этот коэффициент получим, воспользовавшись известным приемом теории хроматизма первого порядка. Оптическая сила тонкой РЛ

$$\Phi_R = (n-1)(c_1 - c_2), \quad (14)$$

где n – показатель преломления стекла, а c_1 и c_2 – кривизны поверхностей.

Дифференцируя Φ_R по λ , для приращения оптической силы, получим:

$$d\Phi_R = (c_1 - c_2) dn. \quad (15)$$

Далее, заменив в коэффициенте дисперсии стекла

$$v^{(\bar{\lambda})} = (n_{\bar{\lambda}} - 1) / (n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}) \quad (16)$$

конечное приращение показателя преломления $n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}$, вычисленное в спектральном интервале с центральной длиной волны $\bar{\lambda}$, на бесконечно малое приращение dn , запишем коэффициент дисперсии в виде:

$$v^{(\bar{\lambda})} \approx (n_{\bar{\lambda}} - 1) / dn. \quad (17)$$

Наконец, комбинируя формулы (14), (15) и (17), приращение оптической силы выразим через коэффициент дисперсии стекла

$$d\Phi_R \approx \Phi_R^{(\bar{\lambda})} / v^{(\bar{\lambda})}. \quad (18)$$

Приращение оптической силы ДЛ, обусловленное изменением длины волны, можно записать в аналогичном виде

$$d\Phi_D \approx \Phi_D^* / v_D^*. \quad (19)$$

Но с другой стороны в -1 -ом рабочем порядке, как следует из (12),

$$\Phi_D = \frac{\lambda}{\lambda^*} \Phi_D^*, \quad (20)$$

т.е.

$$d\Phi_D = \frac{d\lambda}{\lambda^*} \Phi_D^*. \quad (21)$$

Учитывая совпадение правых частей выражений (19) и (21), получим:

$$v_D^* \approx \frac{\lambda^*}{d\lambda}. \quad (22)$$

Переходя в формуле (22) к конечному спектральному интервалу, коэффициент дисперсии ДЛ запишем в окончательном виде:

$$v_D^* = \lambda^* / (\lambda_{\min}^* - \lambda_{\max}^*). \quad (23)$$

В выбранном для анализа в настоящей статье весьма широком спектральном диапазоне $0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,8 \text{ мкм}$ при условии, что $\lambda^* = 0,5(\lambda_{\min} + \lambda_{\max})$, коэффициент дисперсии ДЛ $v_D^* = -1,5$. Обратившись к формулам (18) и (19) и учитывая, что коэффициент дисперсии оптического стекла $v^{(\lambda)}$ положителен и не опускается в этом диапазоне ниже 5,5 ... 6, видим, что хроматизм ДЛ значительно больше и к тому же имеет противоположный знак.

Сферохроматизм

Наряду с изменением оптической силы при отличии длины волны падающего излучения λ от длины волны записи λ^* существенно изменяется и сферическая aberrация ДЛ. Рассмотрим это явление, известное в оптике как сферохроматизм, используем полученное в работе [7] общее выражение для волновой aberrации ДЛ. Напомним, что в цитируемой работе волновая aberrация рассматривается как разность эйконолов волны, дифрагировавшей на структуре ДЛ, и идеальной сферической волны с центром в точке параксиального изображения. Полагая, что эта точка лежит на оптической оси, для волновой aberrации запишем:

$$G_A(\rho) = s' \sqrt{1 + (\rho/s')^2} - s' - s \sqrt{1 + (\rho/s)^2} + s + \\ + \mu(-z_1 \sqrt{1 + (\rho/z_1)^2} + z_1 + z_2 \sqrt{1 + (\rho/z_2)^2} - z_2 - \\ - \frac{1}{8} b_3 \rho^4 - \frac{1}{16} b_5 \rho^6 - \frac{5}{128} b_7 \rho^8 - \dots), \quad (24)$$

где s и s' – передний и задний отрезки ДЛ; z_1 и z_2 – отрезки записи, $\mu = m\lambda/\lambda^*$.

Положив $z_1 = \infty$, выразим сферическую aberrацию через фокусное расстояние ДЛ в -1 -ом порядке на длине волны записи $f^{r*} = z_2$:

$$G_A(\rho) = s' \sqrt{1 + (\rho/s')^2} - s' - s \sqrt{1 + (\rho/s)^2} + s + \\ + \mu \left(f^{r*} \sqrt{1 + (\rho/f^{r*})^2} - f^{r*} - \right. \\ \left. - \frac{1}{8} b_3 \rho^4 - \frac{1}{16} b_5 \rho^6 - \frac{5}{128} b_7 \rho^8 - \dots \right). \quad (25)$$

Разлагая в формуле (25) радикалы в ряд, получим:

$$G_A(\rho) = \frac{1}{2} R \rho^2 + \frac{1}{8} S_{\text{ch}}^{(3)} \rho^4 + \\ + \frac{1}{16} S_{\text{ch}}^{(5)} \rho^6 + \frac{5}{128} S_{\text{ch}}^{(7)} \rho^8 + \dots, \quad (26)$$

где

$$R = 1/s' - 1/s + \mu / f^{r*}, \quad (27)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{\text{ch}}^{(3)} &= -(1/s'^3 - 1/s^3) - \mu(1/f^{r*3} + b_3), \\ S_{\text{ch}}^{(5)} &= (1/s'^5 - 1/s^5) + \mu(1/f^{r*5} - b_5), \\ S_{\text{ch}}^{(7)} &= -(1/s'^7 - 1/s^7) - \mu(1/f^{r*7} + b_7). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Здесь R – коэффициент расфокусировки, а $S_{\text{ch}}^{(i)}$ – коэффициенты сферической aberrации, зависящие от длины волны, т.е. коэффициенты сферохроматизма.

В плоскости изображения, где расфокусировка на выбранной длине волны отсутствует, $R = 0$ и, следовательно,

$$1/s' = 1/s - \mu / f^{r*}. \quad (29)$$

Подставляя выражение (29) в формулы (28) для коэффициентов сферохроматизма различных порядков, можно получить обобщенное выражение

$$S_{\text{ch}}^{(i)} = (-1)^k \left[\frac{(f^{r*} - \mu s)^i + \mu s^i - f^{r*i}}{(s f^{r*})^i} \right] - \mu b_i, \quad (30)$$

где $i = 2k + 1$, $k = 1, 2, 3, \dots$.

Связав передний отрезок с фокусным расстоянием ДЛ в -1 -ом порядке дифракции на длине волны записи $s = \chi f^{r*}$, приведем выражение (30) к более удобному для анализа виду

$$S_{\text{ch}}^{(i)} = (-1)^k \left[\frac{(1 - \mu \chi)^i + \mu \chi^i - 1}{\chi^i} \right] \frac{1}{f^{r*i}} - \mu b_i. \quad (31)$$

При бесконечно удаленном предмете (т.е. при $\chi = \infty$ и нулевом увеличении $\beta = (1 - \mu \chi)^{-1}$), зависимость сферической aberrации от длины волны наиболее наглядна:

$$S_{\text{ch}}^{(i)} = \mu [(-1)^j (1 - \mu^{-i-1}) / f^{r*i} - b_i] \quad (32)$$

и при $\mu = -1$ коэффициент сферической aberrации в любом порядке $S_{\text{ch}}^{(i)} = b_i$.

Как видно из выражений для $S_{\text{ch}}^{(i)}$, на одной длине волны независимо от увеличения, с которым ДЛ формирует изображение, сферическая aberrация любого порядка малости может быть легко устранена подбором коэффициента асферической деформации b_i . Оценивать влияние сферохроматизма на качество изображения, формируемого ДЛ на любой из длин волн, наиболее удобно по волновой aberrации, исчисляемой в долях соответствующей длины волны:

$$G_A(\mu, u') = \frac{m}{\mu \lambda^*} \left[\frac{1}{8} (S_{\text{ch}}^{(3)} f^{r*3}) f^{r*} \text{tg}^4 u' + \right. \\ \left. + \frac{1}{16} (S_{\text{ch}}^{(5)} f^{r*5}) f^{r*} \text{tg}^6 u' + \frac{5}{128} (S_{\text{ch}}^{(7)} f^{r*7}) f^{r*} \text{tg}^8 u' + \dots \right], \quad (33)$$

где $\text{tg } u' = \rho / f'^*$ – тангенс выходного апертурного угла в минус первом порядке дифракции на длине волны записи. При заданных и неизменных границах спектрального диапазона λ_{\min} и λ_{\max} выбор конкретной длины волны записи λ^* определяет диапазон изменения μ . Так, в частности, если $m = -1$, то:

$$-\lambda_{\max} / \lambda_{\min} \leq \mu \leq -1 \text{ при } \lambda^* = \lambda_{\min};$$

$$-\frac{\lambda_{\max}}{\lambda^*} \leq \mu \leq -\frac{\lambda_{\min}}{\lambda^*} \text{ при } \lambda^* = 0,5(\lambda_{\min} + \lambda_{\max});$$

$$-1 \leq \mu \leq -\lambda_{\min} / \lambda_{\max} \text{ при } \lambda^* = \lambda_{\max}.$$

Кривая $G_A(\mu, u')$ при изменении длины волны записи трансформируется, но ее размах, т.е. размах сферохроматической aberrации

$$\Delta G_A = G_A(\lambda_{\max}, u') - G_A(\lambda_{\min}, u')$$

от выбора длины волны записи не зависит.

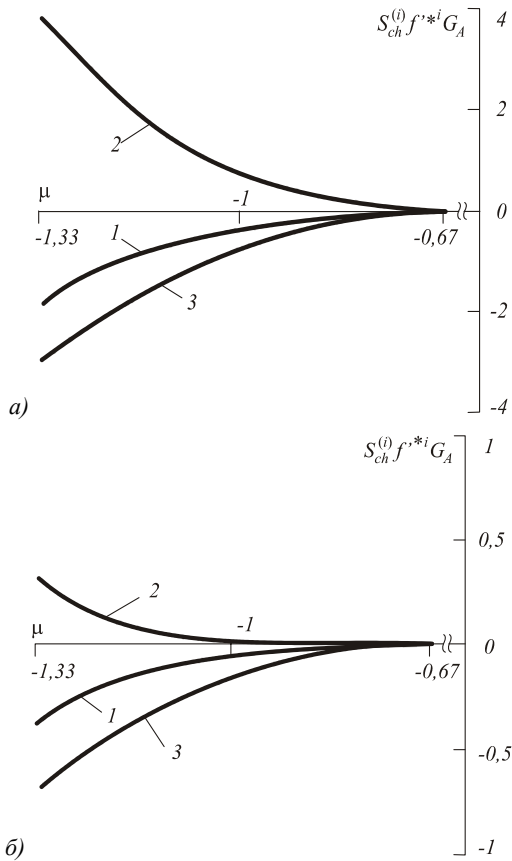


Рис. 1. Зависимости нормированных aberrационных коэффициентов $S_{\text{ch}}^{(3)} f'^*{}^3$ (1), $S_{\text{ch}}^{(5)} f'^*{}^5$ (2), и волновой aberrации G_A (3) от μ : а) при $\chi = \infty, \beta = 0$; б) при $\chi = -2, \beta = -1$

На рис. 1а, б представлены графики зависимости от μ нормированных коэффициентов сферической aberrации третьего ($S_{\text{ch}}^{(3)} f'^*{}^3$) и пятого ($S_{\text{ch}}^{(5)} f'^*{}^5$) порядков при $\lambda^* = 0,5(\lambda_{\max} + \lambda_{\min}) = 0,6$ мкм для двух

крайних случаев, когда предмет находится в бесконечности ($\chi = \infty, \beta = 0$) и когда ДЛ на длине волны записи работает с увеличением $\beta = -1$ ($\chi = -2$). Чтобы продемонстрировать влияние линейной составляющей коэффициентов сферической aberrации третьего и пятого порядков, графики получены при значениях b_i , обеспечивающих одновременное обнуление этих коэффициентов на краю спектрального диапазона $\lambda = \lambda_{\min} = 0,4$ мкм. На этих же рисунках приведены графики волновой aberrации, исчисляемой в долях соответствующей длины волны, построенные при $f'^* = 100$ мм и $\text{tg } u' = 0,125$.

Если приращения оптических сил ДЛ и РЛ в результате изменения длины световой волны легко сопоставить, зная лишь коэффициенты дисперсии, то в области сферохроматизма картина не столь наглядна.

Общие выражения для коэффициентов волновой сферической aberrации третьего, пятого и седьмого порядков асферической преломляющей поверхности приведены в работе [10]. Используя их, нетрудно получить соответствующие коэффициенты толстой РЛ. Однако ввиду резко возрастающей с ростом номера aberrационного порядка громоздкости формул ниже приведем выражение только для коэффициента сферической aberrации третьего порядка, причем, как и при анализе первичного хроматизма, ограничимся приближением тонкой РЛ.

$$S_{\text{ch}}^{(3)} = - \left[\frac{n(c_1 s_1' - 1)^2}{s_1^3} \left(1 - \frac{ns_1'}{s_1} \right) + (n-1)c_1^3 \sigma_3^{(1)} + \frac{(c_2 s_2' - 1)^2}{s_2^3} \left(1 - \frac{s_2'}{ns_2} \right) - (n-1)c_2^3 \sigma_3^{(2)} \right]. \quad (34)$$

Здесь $c_i, s_i, s_i', \sigma_3^{(i)}$ – кривизна, сопряженные отрезки и коэффициент асферической деформации третьего порядка передней ($i = 1$) и задней ($i = 2$) преломляющих поверхностей; n – показатель преломления материала линзы. Предполагается, что входной зрачок совмещен с самой линзой.

Чтобы оптическая сила РЛ при изменении соотношения между кривизнами ее поверхностей оставалась постоянной, воспользуемся параметром γ , называемым прогибом линзы и связанным с кривизнами поверхностей РЛ соотношениями:

$$c_1 = (\gamma + 1) / a; \quad c_2 = (\gamma - 1) / a, \quad (35)$$

где

$$a = 2(n_{\bar{\lambda}} - 1) f_{\bar{\lambda}}'.$$

Индекс при показателе преломления и фокусном расстоянии РЛ показывает, что эти величины вычисляются на центральной длине волны заданного спектрального диапазона $\bar{\lambda}$.

Связав, подобно тому, как это сделано для ДЛ, передний отрезок с фокусным расстоянием РЛ на центральной длине волны заданного спектрального

диапазона $s_1 = \chi f'_\lambda$ и используя параксиальные выражения для сопряженных отрезков

$$\left. \begin{aligned} s'_1 &= ns_1 / (1 + c_1 s_1 (n-1)) \\ s_2 &= s'_1 \\ s'_2 &= s_1 f' / (s_1 + f') \end{aligned} \right\}, \quad (36)$$

где

$$f' = 1 / (n-1)(c_1 - c_2), \quad (37)$$

можно исследовать зависимость величины коэффициента $S_{ch}^{(3)}$ от $\mu_R = \lambda / \bar{\lambda}$ при различных прогибах линзы γ и для ряда значений увеличения, задаваемого параметром χ . Эти исследования выполнялись для стекол различных марок, от легких кронов до тяжелых флинтов, и в том же спектральном диапазоне, что и исследования для ДЛ, т.е. в диапазоне $0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,8 \text{ мкм}$. В качестве центральной длины волны принималась $\bar{\lambda} = 0,6 \text{ мкм}$.

Исследования показали, что в отличие от ДЛ, сферохроматизм третьего порядка РЛ легко управляем. Действительно, независимо от марки стекла и увеличения, при котором работает линза, выбором прогиба и коэффициента асферической деформации одной из поверхностей можно изменять ход абберационной кривой в зависимости от длины волны или даже устранить сферическую абберацию на двух любых выбранных длинах волн.

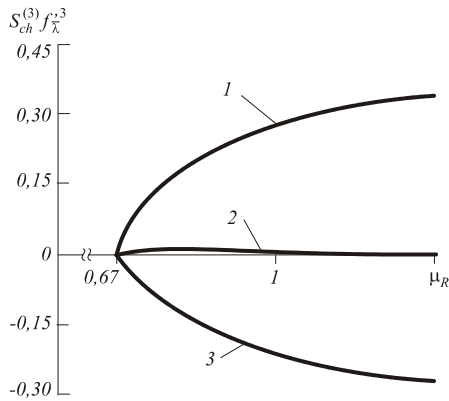


Рис. 2. Зависимость коэффициента сферической абберации третьего порядка $S_{ch}^{(3)} f'_\lambda{}^3$ от μ_R для трех значений прогибов РЛ: $\gamma = -2$ (1); $\gamma = 1,3635$ (2); $\gamma = 3$ (3)

На рис. 2 представлены кривые зависимости нормированного коэффициента сферической абберации третьего порядка ($S_{ch}^{(3)} f'_\lambda{}^3$) от μ_R , полученные при различных прогибах РЛ, выполненной из флинта ($n_{\bar{\lambda}} = 1,66915$; $v_{\bar{\lambda}} = 18,6$) и работающей при бесконечно удаленном предмете ($\beta = 0$, $\chi = \infty$). Обнуление коэффициента сферической абберации на минимальной длине волны спектрального диапазона при $\mu_R = 0,67$ обеспечивалось выбором коэффициента асферической деформации одной из поверхностей РЛ. Характер кривых принципиально не изменится при смене марки стекла и увеличения.

На рис. 3 представлены кривые зависимости от увеличения, при котором работает линза, ее прогиба γ , обеспечивающего совместно с коэффициентом асферической деформации одной из поверхностей устранение сферической абберации третьего порядка на двух крайних длинах волн вышеуказанного диапазона. Кривые получены для двух марок стекла: сверхтяжелого флинта ($n_{\bar{\lambda}} = 2,27031$; $v_{\bar{\lambda}} = 5,92$) и сверхлегкого крона ($n_{\bar{\lambda}} = 1,48620$; $v_{\bar{\lambda}} = 34,0$).

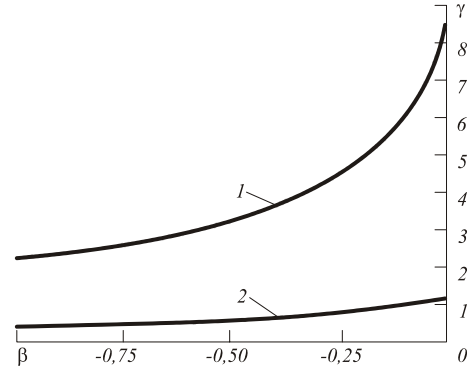


Рис. 3. Зависимость требуемого прогиба γ от увеличения β для двух марок стекла:

сверхтяжелого флинта (1) и сверхлегкого крона (2)

Как видно из рис. 3 устранение сферической абберации третьего порядка на двух длинах волн у РЛ, выполненной из крона, достигается при существенно меньших кривизнах поверхностей, чем у линзы, выполненной из флинта. Более того, у РЛ, выполненной из крона, устранение сферической абберации на двух длинах волн обеспечивает практически полное устранение этой абберации во всем выбранном спектральном диапазоне. В общем же случае, если сферическая абберация РЛ устраняется на двух длинах волн, то у кривой зависимости $S_{ch}^{(3)}(\mu)$ внутри спектрального диапазона имеется максимум (рис. 2), величина которого растет с уменьшением коэффициента дисперсии стекла, т.е. с переходом от кронов к флинтам. Что касается сферической абберации РЛ пятого порядка, то ее, если прогиб линзы уже задействован для управления сферической абберацией третьего порядка, можно устранить, как и в случае ДЛ, только на одной длине волны.

Заключение

Обобщая результаты проведенного анализа можно сделать следующие основные выводы. ДЛ является сильным диспергирующим элементом, чей первичный хроматизм существенно превышает хроматизм РЛ, выполненной из любого существующего оптического материала и, более того, имеет противоположный знак. Это позволяет существенно расширить возможности ахроматической и даже апохроматической коррекции оптических систем благодаря использованию гибридных компонентов, включающих дифракционные и рефракционные линзы. Однако устранение первичного хроматизма еще не гарантирует высокое качество полихроматического изображения, если не приняты меры для минимизации

сферохроматизма. Эта задача также успешно может решаться в гибридных системах за счет достаточно широких коррекционных возможностей РЛ.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, правительства Самарской области и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) грант № Y1-P-14-03 в рамках российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE).

Литература

1. Gan M.A. Optical systems with holographic and kinoform elements // Proc. SPIE, 1989. Vol. 1136. P. 150.
2. Gan M.A. Kinoforms long focal objectives for astronomy // Adaptive optics and optical structures / Proc. of the Meeting, European Congress on Optics, 1990. P. 330-338.
3. Gan M., Potyemin I., Perveev A. High-speed apo-lens with kinoform element // Proc. SPIE, 1991. Vol. 1574. P. 243-249.
4. [Http://www.canon.com/do-info](http://www.canon.com/do-info).
5. Ежов Е.Г., Грейсух Г.И., Степанов С.А. Расчет комбинированных оптических головок для чтения и записи цифровых дисков нескольких форматов // Компьютерная оптика, 2005. В. 27. С. 29–31.
6. Грейсух Г.И., Степанов С.А., Ежов Е.Г. Дифракционные и однородно-линзовые компенсаторы для коррекции аберраций градиентного эндоскопа // Компьютерная оптика, 2003. В. 25. С. 54-58.
7. Бобров С.Т., Грейсух Г.И., Туркевич Ю.Г. Оптика дифракционных элементов и систем // Л.: Машиностроение, 1986.
8. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография // М.: Мир, 1973.
9. [Http://www.focus-software.com](http://www.focus-software.com).
10. Greisukh G.I., Bobrov S.T., Stepanov S.A. Optics of diffractive and gradient-index elements and systems // Bellingham: SPIE Press, 1997.