

УДК 535.8

В. Ю. Осипов

(Санкт-Петербург)

**СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ
ДЛЯ ОБЫКНОВЕННОГО И НЕОБЫКНОВЕННОГО ПУЧКОВ,
ФОРМИРУЕМЫХ БИФОКАЛЬНОЙ ЛИНЗОЙ
ИЗ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ**

Исследована сферическая абберрация для обыкновенного и необыкновенного пучков, формируемых бифокальной линзой из исландского шпата бинарной конструкции. Найденные параметры сферической абберрации для обоих пучков позволяют определить фазовые функции, характеризующие форму сходящихся *eo*- и *ee*-волновых фронтов, и тем самым рассчитать распределение оптического векторного поля в окрестности дуплетного фокуса, т. е. двух параксиальных центров кривизны обоих волновых фронтов. Распределение оптического поля в плоскости экрана имеет тип симметрии с двумя взаимно ортогональными осями. Это подтверждает, что в данной ситуации имеет место случай более общего проявления астигматического эффекта, не типичный для традиционных астигматических систем.

Бифокальные линзы (БЛ) бинарной конструкции из одноосных кристаллов, состоящие из двух склеенных между собой плосковыпуклой и плосковогнутой кристаллических компонент с различной ориентацией оптических осей, впервые детально описывались в [1]. В [2] сообщалось, что в бифокальной линзе модификации типа БЛ-1 (отличающейся тем, что ориентации оптических осей в компонентах задаются единичными векторами $\mathbf{a}_1 = (1, 0, 0)$; $\mathbf{a}_2 = (0, 0, 1)$, первый из которых параллелен входной грани БЛ-1, а второй перпендикулярен выходной грани) имеет место эффект дуплетной фокусировки падающего на входную грань БЛ-1 коллимированного излучения (рис. 1).

Напомним, что при нормальном падении на такую линзу коллимированного лазерного пучка с вектором поляризации $(E_x, 0, 0)$ на выходе системы будем иметь два сходящихся в *z*-направлении *eo*- и *ee*-волновых фронта с различными параксиальными фокусами. Записи *eo* и *ee* означают, что первый тип волны образуется в результате трансформации на сферической границе раздела между компонентами линзы *e*-волны из среды *I* в *o*-волну в среде *II*, а второй тип волны — в результате трансформации *e*-волны из среды *I* в *e*-волну в среде *II*. При этом для сходящегося *ee*-пучка распределение амплитуды вектора напряженности электрического поля E_{ee} по апертуре волнового фронта пропорционально $\cos\psi$, а для *eo*-пучка E_{eo} пропорционально $\sin\psi$. Здесь ψ — азимутальный угол между осью *Ox* и точкой входа парциального *e*-луча на границу между компонентами линзы (см. рис. 1). Ориентация векторов E_{eo} и E_{ee} на выходной апертуре БЛ-1 следующая:

$$E_{ee} \cong E_x \cos\psi \begin{bmatrix} \cos\alpha_3^{eo} \cdot \cos\psi \\ \cos\alpha_3^{eo} \cdot \sin\psi \\ \sin\alpha_3^{eo} \end{bmatrix}; \quad E_{eo} \cong E_x \sin\psi \begin{bmatrix} \sin\psi \\ -\cos\psi \\ 0 \end{bmatrix},$$

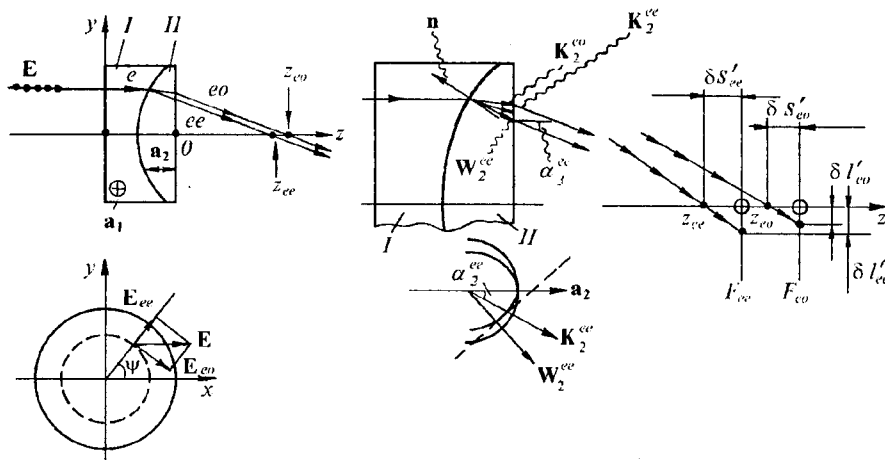


Рис. 1. Схема формирования сходящихся eo - и ee -волн при падении коллимированного пучка на бифокальную линзу из исландского шпата:

продольные $\delta s'_{eo}$, $\delta s'_{ee}$ и поперечные $\delta l'_{eo}$, $\delta l'_{ee}$ сферические aberrации показаны как «ошибки» фокусировки парциальных eo - и ee -лучей

где α_3^{eo} — угол преломления парциального eo -луча на выходной грани БЛ-1. Параксиальные фокусы для eo - и ee -пучков определяются следующими выражениями:

$$F_{eo} = \frac{R}{n_o - n_e} - \frac{h}{n_o}, \quad (1)$$

$$F_{ee} = \frac{R}{n_o - n_e} - \frac{hn_o}{n_e^2}, \quad (2)$$

здесь h — высота сферического сегмента в области II; R — радиус кривизны сферической границы раздела между компонентами I и II; n_o и n_e — главные показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. Как видно из (1), (2), расстояние между параксиальными фокусами

$$\Delta F = h \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o n_e^2} \quad (3)$$

зависит лишь от величины h и двупреломляющих свойств кристалла исландского шпата, из которого изготовлена БЛ-1. Так, при параметрах линзы $R = 24,7$ мм, $h = 5,35$ мм и при следующих главных показателях преломления $n_o = 1,65504$; $n_e = 1,4849$, соответствующих длине волны гелий-неонового лазера $\lambda = 632,8$ нм, величины F_{eo} и F_{ee} составляют соответственно 141,94 и 141,16 мм.

В работе [3] уже исследовались aberrационные характеристики бифокальной линзы из исландского шпата модификации типа БЛ-1.

Хотя в [3] была получена зависимость продольной $\delta s'$ и поперечной $\delta l'$ сферических aberrаций для eo - и ee -пучков от выходного параметра d соответствующего парциального луча, тем не менее точный вид функциональной зависимости параметров $\delta s'$ и $\delta l'$ от d не был выяснен. Рассмотрим это для случая поперечной aberrации, которая определяется положением точек пересечения eo - и ee -лучей с соответствующими плоскостями параксиальных фокусов, расположенными при $z = F_{eo}$ и $z = F_{ee}$ (см. рис. 1). Из графиков зависимостей $\delta l'_{eo}(d)$ и $\delta l'_{ee}(d)$, приводимых в [3], следует примерно кубическая зависимость $\delta l'_{eo}$ и $\delta l'_{ee}$ от параметров d_{eo} и d_{ee} . Здесь d_{eo} — расстояние от точки

выхода парциального eo -луча на выходной грани БЛ-1 до оптической оси Oz системы; d_{ee} — соответственно расстояние от точки выхода парциального ee -луча на выходной грани БЛ-1 до оси Oz . Вклад в поперечную aberrацию от членов разложения порядка d^5 не был исследован. Кроме того, при этом абсолютно неясным оставался вид функциональной зависимости разности поперечных aberrаций $\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee}$ при фиксированном параметре d от параметра d : $\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee}$ пропорционально в первом приближении либо d^3 , либо d^5 .

Таким образом, цель данной работы — выяснение точного вида функциональных зависимостей $\delta l'_{eo}(d_{eo})$; $\delta l'_{ee}(d_{ee})$ для поперечных aberrаций и определение вида функциональной зависимости $(\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee})$ от d . Знание точного вида этих зависимостей необходимо для правильного расчета тонкой структуры волнового поля в окрестности дуплетного фокуса БЛ-1 [4, 5]. Соответствующими зависимостями для продольных aberrаций $\delta s'_{eo}(d_{eo})$; $\delta s'_{ee}(d_{ee})$ и $(\delta s'_{eo} - \delta s'_{ee})$ от d интересоваться не будем, поскольку при необходимости продольные aberrации и выражения для них могут быть получены из соответствующих выражений для поперечных aberrаций в результате элементарного геометрического пересчета.

Как известно, распределение амплитуды волнового поля в окрестности парааксиального фокуса определяется с точностью до фазового множителя сферической волны фурье-образом произведения $A(x, y)\exp(i\Delta\varphi(x, y))$ [6]. Здесь $\Delta\varphi(x, y)$ — фазовая функция отклонения волнового фронта от опорной сферы, центр которой лежит в фокальной плоскости; $A(x, y)$ — распределение скалярной амплитуды волнового поля. Так как бифокальная линза формирует два различных волновых фронта с практически дополняющими друг друга распределениями интенсивности по своей апертуре [4], то распределение интенсивности оптического поля в плоскости экрана, находящегося на расстоянии f от выходной грани линзы, будет пропорционально выражению

$$I(x_2, y_2, z = f) \sim \left| F [A_{ee}^x(x, y)\exp(i\Delta\varphi_{ee}(x, y)) + A_{eo}^x(x, y)\exp(i\Delta\varphi_{eo}(x, y))] \right|^2 + \left| F [A_{ee}^y(x, y)\exp(i\Delta\varphi_{ee}(x, y)) + A_{eo}^y(x, y)\exp(i\Delta\varphi_{eo}(x, y))] \right|^2. \quad (4)$$

Здесь F — символ фурье-преобразования, производимого в плоскости x, y при $z = 0$ по эффективно открытой апертуре eo - и ee -волновых фронтов вблизи выходной грани БЛ-1:

$$F \Rightarrow \int_{\Omega} (\dots)\exp\left(i2\pi\left(x\frac{x_2}{\lambda f} + y\frac{y_2}{\lambda f}\right)\right) dx dy, \quad (5)$$

λ — длина волны излучения; x_2, y_2 — декартовы координаты в плоскости экрана, находящегося на расстоянии f от выходной грани БЛ-1. Первая часть выражения (4) относится к процессу дифракции x -компоненты вектора напряженности E электромагнитного поля для обоих eo - и ee -волновых фронтов. Вторая часть выражения (4) соответственно относится к процессу дифракции y -компоненты вектора напряженности E электромагнитного поля для обоих eo - и ee -волновых фронтов. Таким образом, в выражении (4) скалярная теория дифракции Кирхгофа по отдельности независимо применена к каждой декартовой компоненте векторов поля E_{eo} и E_{ee} . При этом для амплитудных функций, характеризующих распределение x - и y -компонент вектора напряженности электрического поля по апертуре обоих волновых фронтов в зависимости от азимутального угла ψ , имеем

$$\begin{aligned} A_{eo}^x(x, y) &= E_{eo}^x \sim \sin^2\psi, & A_{ee}^x(x, y) &= E_{ee}^x \sim \cos^2\psi, \\ A_{eo}^y(x, y) &= E_{eo}^y \sim -\cos\psi \cdot \sin\psi, & A_{ee}^y(x, y) &= E_{ee}^y \sim \sin\psi \cdot \cos\psi. \end{aligned} \quad (6)$$

Отметим, что для x -компоненты вектора напряженности электрического поля результаты дифракции eo - и ee -волновых фронтов в плоскости $z = f$ складываются с одним знаком, а для y -компоненты — с противоположными знаками, т. е. вычитаются. Фазовые функции, характеризующие отклонение eo - и ee -сходящихся волновых фронтов от идеальной опорной сферы радиуса f с центром в точке $(0, 0, f)$, имеют следующий вид:

$$\Delta\varphi_{eo} = \frac{-2\pi}{\lambda} \left[f - \sqrt{f^2 - x^2 - y^2} - \left[F_{eo} - \sqrt{F_{eo}^2 - x^2 - y^2} + \sum_{k=2; 3; 4} \frac{s_{2k-1}^{eo}(x^2 + y^2)^k}{2k} \right] \right], \quad (7)$$

$$\Delta\varphi_{ee} = \frac{-2\pi}{\lambda} \left[f - \sqrt{f^2 - x^2 - y^2} - \left[F_{ee} - \sqrt{F_{ee}^2 - x^2 - y^2} + \sum_{k=2; 3; 4} \frac{s_{2k-1}^{ee}(x^2 + y^2)^k}{2k} \right] \right], \quad (8)$$

где k — индекс суммирования, принимающий значения 2; 3 и 4; s_{2k-1}^{eo} и s_{2k-1}^{ee} — коэффициенты волновой сферической аберрации $(2k - 1)$ -порядка, которые будут определены ниже из соответствующих коэффициентов поперечной сферической аберрации $(2k - 1)$ -порядка для eo - и ee -лучей. Отметим, что выражения (7), (8) записаны при аппроксимации отклонения формы eo - и ee -волновых фронтов от идеальных сфер с радиусами F_{eo} и F_{ee} сферическими аберрациями 3-го, 5-го и 7-го порядков. Такая точность может оказаться излишней, поэтому ниже после вычисления поперечных аберраций определим необходимое количество членов в волновой сумме, требующихся для конкретного расчета распределения интенсивности.

Таким образом, определение зависимостей $\delta l'_{eo}(d_{eo})$; $\delta l'_{ee}(d_{ee})$ необходимо для вычисления коэффициентов s_{2k-1}^{eo} , s_{2k-1}^{ee} при $k = 2; 3; \dots$, часть из которых потребуется для расчета в приемлемом приближении дифракционного поля в окрестности дуплетного фокуса.

Пусть на входную грань БЛ-1 нормально падает коллимированный пучок света с круговой апертурой диаметром 20 мм. Для падающего на входную грань краевого парциального луча, параллельного оси Oz и отстоящего от этой оси на 10 мм, в таблице указаны выходные параметры d_{eo} , d_{ee} соответствующих ему парциальных eo - и ee -лучей, т. е. расстояния между осью Oz и положениями точек выхода преломленных на выходной грани БЛ-1 eo - и ee -лучей. Положение этих точек на выходной грани определяет края выходных эффективно открытых апертур БЛ-1 для обоих типов волн. В таблице приведены также соответствующие параметры поперечной сферической аберрации $\delta l'_{eo}$ и $\delta l'_{ee}$ для случая, когда выходные параметры парциальных eo - и ee -лучей соответствуют краям выходных эффективно открытых апертур. Точность приведенных здесь величин $\delta l'_{eo}$ и $\delta l'_{ee}$, определенных по точным формулам [3], соответствует десятой доле микрона.

Расчетные параметры преломленных на выходной грани БЛ-1 парциальных eo - и ee -лучей, соответствующих падающему на входную грань внеосевому парциальному лучу с параметром $d = 10$ мм

| Расстояния от точек выхода преломленных на выходной грани БЛ-1 парциальных eo - и ee -лучей до оси Oz , мм | Поперечные сферические аберрации для eo - и ee -парциальных лучей, определенные по точным формулам [3], мм | Погрешности аппроксимационных формул (11), (12) для поперечных сферических аберраций eo - и ee -парциальных лучей, мкм |
|--|--|--|
| d_{eo} d_{ee} | $\delta l'_{eo}$ $\delta l'_{ee}$ | δl_{eo}^{VII} δl_{ee}^{VII} |
| 9,854 9,819 | 0,7627 0,7140 | +1,51 +1,18 |

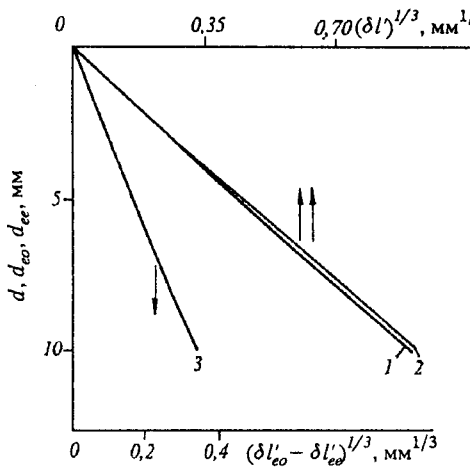


Рис. 2. Зависимости поперечных $\delta l'_{eo}$, $\delta l'_{ee}$ сферических aberrаций и их разности $(\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee})$ от параметров d_{eo} , d_{ee} и d :

кривые построены в следующих координатах: 1 — $(\delta l'_{ee})^{1/3}$ от d_{ee} ; 2 — $(\delta l'_{eo})^{1/3}$ от d_{eo} ; 3 — $(\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee})^{1/3}$ от d

По формулам, приведенным в [3], были рассчитаны зависимости поперечной сферической aberrации для eo - и ee -парциальных лучей от параметров d_{eo} и d_{ee} . На рис. 2 они приведены в координатах $(\delta l'_{eo})^{1/3}$ от d_{eo} и $(\delta l'_{ee})^{1/3}$ от d_{ee} . Видно, что эти зависимости в выбранных координатах с большой степенью точности имеют вид прямых линий. Из наклонов этих

прямых вытекают следующие приближенные выражения:

$$\delta l'_{eo} \cong c_{eo}^1 \left[\frac{d_{eo}}{R} \right]^3, \quad \text{где } c_{eo}^1 = 11,39 \text{ мм}, \quad (9)$$

$$\delta l'_{ee} \cong c_{ee}^1 \left[\frac{d_{ee}}{R} \right]^3, \quad \text{где } c_{ee}^1 = 10,72 \text{ мм}. \quad (10)$$

На рис. 2 также показана зависимость разности поперечных aberrаций $(\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee})$ от выходного параметра d (здесь разность aberrаций вычисляется при одинаковых значениях d_{eo} и d_{ee} , т. е. $d = d_{eo} = d_{ee}$). Видно, что эта зависимость в координатах $(\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee})^{1/3}$ от d также имеет вид прямой линии. Отсюда вытекает следующее выражение:

$$\delta l'_{eo} - \delta l'_{ee} \cong \Delta c_1 (d/R)^3, \quad \text{где } \Delta c_1 = 0,578 \text{ мм}.$$

Причина отличия сферических aberrаций для eo - и ee -парциальных лучей заключается лишь в том, что в компоненте II линзы показатель преломления необыкновенной волны \tilde{n}_e в направлении волнового вектора k_2^{ee} (см. рис. 1) равен

$$\tilde{n}_e = \frac{n_e}{(1 + \delta \cos^2 \alpha_2^{ee})^{1/2}},$$

где α_2^{ee} — угол между преломленным волновым вектором для ee -луча и оптической осью a_2 в компоненте II линзы; $\delta = (n_e^2 - n_o^2)/n_o^2$. При этом при малых углах α_2^{ee} величина $\tilde{n}_e \approx n_o$. Направление переноса энергии ee -волной в компоненте II определяется лучевым вектором w_2^{eo} (см. рис. 1), который составляет угол β_2^{ee} с направлением оптической оси a_2 . При этом $\text{tg} \beta_2^{ee} = (n_o^2/n_e^2) \text{tg} \alpha_2^{ee}$. Для eo -волны ситуация в компоненте II описывается изотропным показателем преломления n_o . Волновой вектор eo -луча в среде II k_2^{eo} близок по направлению к вектору k_2^{ee} . Из вышеперечисленного вытекает следующий важный результат. Разность поперечных aberrаций для eo - и ee -лучей, вносимая во второй компоненте линзы только за счет анизотропии показателя преломления \tilde{n}_e и переноса энергии ee -волны в направлении лучевого, а не волнового вектора, пропорциональна третьей степени параметра d .

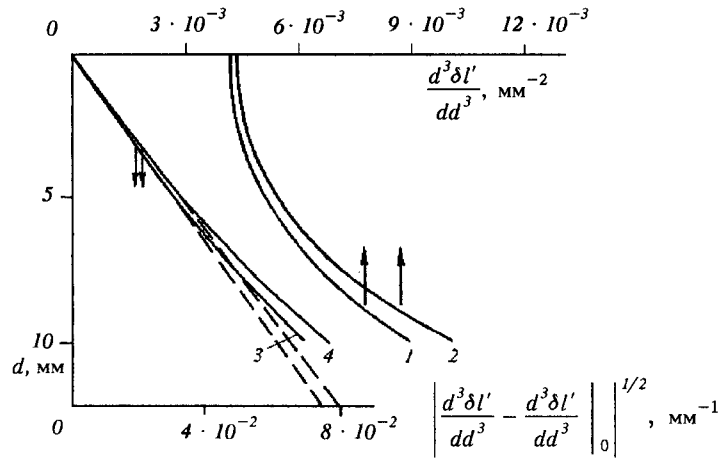


Рис. 3. Зависимости для третьих производных от поперечных aberrаций по d_{eo} и d_{ee} :
 1 - $d^3(\delta l'_{ee})/dd_{ee}^3$ от d_{ee} ; 2 - $d^3(\delta l'_{eo})/dd_{eo}^3$ от d_{eo} ; 3 - $|d^3(\delta l'_{ee})/dd_{ee}^3 - d^3(\delta l'_{ee})/dd_{ee}^3|_{d_{ee}=0}^{1/2}$ от d_{ee} ; 4 -
 $|d^3(\delta l'_{eo})/dd_{eo}^3 - d^3(\delta l'_{eo})/dd_{eo}^3|_{d_{eo}=0}^{1/2}$ от d_{eo} . Штриховые линии, касательные к кривым 3 и 4 на начальном участке, иллюстрируют их отклонение от линейной зависимости, обусловленное поправками сферической aberrации 7-го порядка

На рис. 3 представлены зависимости третьих производных $\frac{d^3(\delta l'_{eo})}{dd_{eo}^3}$ и $\frac{d^3(\delta l'_{ee})}{dd_{ee}^3}$ от параметров d_{eo} и d_{ee} (кривые 1 и 2). Также для обоих eo - и ee -пучков показаны отклонения величин третьих производных от начальных значений в зависимости от параметров d_{eo} и d_{ee} . Последние зависимости (кривые 3 и 4) представлены в координатах:

$$\left| \frac{d^3(\delta l'_{eo})}{dd_{eo}^3} - \frac{d^3(\delta l'_{eo})}{dd_{eo}^3} \right|_{d_{eo}=0}^{1/2} \quad \text{от } d_{eo},$$

$$\left| \frac{d^3(\delta l'_{ee})}{dd_{ee}^3} - \frac{d^3(\delta l'_{ee})}{dd_{ee}^3} \right|_{d_{ee}=0}^{1/2} \quad \text{от } d_{ee}.$$

Анализ начальных значений третьих производных и наклонов кривых 3 и 4 позволил уточнить выражения (9), (10) с точностью до членов разложения порядка d_{eo}^5 и d_{ee}^5 :

$$\delta l'_{eo} \cong \delta l_{eo}^{III} + \delta l_{eo}^V = c_1^{eo} (d_{eo}/R)^3 + c_2^{eo} (d_{eo}/R)^5, \quad (11)$$

$$\delta l'_{ee} \cong \delta l_{ee}^{III} + \delta l_{ee}^V = c_1^{ee} (d_{ee}/R)^3 + c_2^{ee} (d_{ee}/R)^5, \quad (12)$$

где $c_1^{eo} = 10,874$ мм; $c_2^{eo} = 6,998$ мм; $c_1^{ee} = 10,386$ мм; $c_2^{ee} = 6,080$ мм. Здесь символами δl_{eo}^{III} и δl_{eo}^V обозначены поперечные сферические aberrации 3-го и 5-го порядков для eo -луча с выходным параметром d_{eo} , которые пропорциональны соответственно d_{eo}^3 и d_{eo}^5 , а символами δl_{ee}^{III} и δl_{ee}^V — поперечные сферические aberrации 3-го и 5-го порядков для ee -луча с выходным параметром d_{ee} , пропорциональные соответственно d_{ee}^3 и d_{ee}^5 .

Отклонение кривых 3 и 4 на рис. 3 от линейной зависимости по мере приближения к краю апертуры БЛ-1 связано с поправками поперечной сферической aberrации 7-го порядка δl_{eo}^{VII} и δl_{ee}^{VII} . Для парциальных eo - и ee -лучей, соответствующих краю выходной апертуры (т. е. при максимально возможных

выходных параметрах d_{eo} и d_{ee}), погрешности формул (11), (12), совпадающие с величинами δl_{eo}^{VII} и δl_{ee}^{VII} , максимальны по абсолютной величине и одинаковы по знаку. Очень малые величины этих погрешностей, приведенные в таблице, означают, что при выбранных значениях эффективных коэффициентов поперечной сферической aberrации 5-го порядка c_2^{eo} , c_2^{ee} формулы (11), (12) достаточно хорошо аппроксимируют поперечные сферические aberrации пучков в рамках aberrаций 3-го и 5-го порядков.

Для расчета распределения интенсивности внутри кружка рассеяния вблизи фокуса БЛ-1 необходимо проанализировать волновые aberrации пучков. Как известно, волновая aberrация характеризует отступление деформированной волновой поверхности от опорной сферы. В самом общем виде связь между волновой Φ и поперечной сферической aberrацией $\delta l'$ имеет следующий вид:

$$\delta l' = \left[F + \frac{(\delta l')^2 - 2\tilde{d}\delta l'}{2F} \right] \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{d}}, \quad (13)$$

здесь F — параксиальный фокус волнового фронта, искаженного сферическими aberrациями; $\tilde{d} = \sqrt{x^2 + y^2}$ — радиус-вектор точки (x, y) , лежащий в плоскости апертуры волнового фронта при $z = 0$ и совпадающий с принятыми нами ранее величинами d_{eo} и d_{ee} для выходных параметров парциальных лучей на выходной грани БЛ-1. Отметим, что дифференциальное соотношение (13) получено автором в результате проведения дополнительных вычислений, выходящих за рамки [7]. Если в формуле (13) пренебречь вторым слагаемым, стоящим в квадратных скобках, получим общеизвестное приближенное соотношение между $\delta l'$ и $(\partial \Phi / \partial \tilde{d})$.

Подставив выражения для продольной aberrации

$$\delta s' = \delta s^{III} + \delta s^V + \delta s^{VII} + \dots$$

и волновой суммы

$$\Phi = \sum_{k=2; 3; 4; \dots} \frac{s_{2k-1}(x^2 + y^2)^k}{2k}$$

в (13) и сопоставив слагаемые из левой и правой частей, пропорциональные соответственно \tilde{d}^3 , \tilde{d}^5 и \tilde{d}^7 , найдем коэффициенты волновой aberrации s_{2k-1} при $k = 2; 3$ и 4 :

$$s_3 = \frac{\delta l^{III}}{F\tilde{d}^3}; \quad s_5 = \frac{\delta l^V}{F\tilde{d}^5}; \quad (14)$$

$$s_7 = \frac{\delta l^{VII}}{F\tilde{d}^7} + \frac{(\delta l^{III})^2}{F^3\tilde{d}^6}. \quad (15)$$

Тогда из (11), (12) и (14) окончательно следует:

$$\begin{aligned} s_3^{eo} &= \frac{c_1^{eo}}{R^3 F_{eo}}; & s_5^{eo} &= \frac{c_2^{eo}}{R^5 F_{eo}}; \\ s_3^{ee} &= \frac{c_1^{ee}}{R^3 F_{ee}}; & s_5^{ee} &= \frac{c_2^{ee}}{R^5 F_{ee}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Принято считать, что аппроксимация отклонения волнового фронта от опорной сферы первыми членами волнового ряда для Φ является хорошей, если вклад последующих отброшенных членов волнового ряда не превышает

0,25 λ , и идеальной, если этот вклад не превышает 0,1 λ . Вклад третьего члена ряда (с индексом $k = 4$) в волновую сумму составляет:

$$\frac{1}{8} s_7(x^2 + y^2)^4 = \frac{\delta l^{\text{VII}} \tilde{d}}{8F} + \frac{(\delta l^{\text{III}})^2 \tilde{d}^2}{8F^3}.$$

В анализируемом нами случае для парциальных eo - и ee -лучей, идущих от края эффективно открытой апертуры, величины волновой сферической аберрации 7-го порядка не превышают 0,017 мкм. Поэтому поправки от аберраций 7-го порядка можно вообще не учитывать при проведении конкретных расчетов оптического поля в фокальной области и в волновых суммах формул (7), (8) достаточно ограничиться только первыми двумя членами с индексами $k = 2; 3$.

На рис. 4 для примера приводится рассчитанное на ЭВМ распределение интенсивности волнового поля в окрестности дуплетного фокуса БЛ-1 при дефокусировке плоскости экрана относительно плоскости параксиального фокуса F_{ee} , равной $\Delta z = f - F_{ee} = -3,7$ мм. Расчетные картины волновых структур показаны также при двух ориентациях поляризатора (идеального, бесконечно тонкого), размещаемого у выходной грани БЛ-1, для иллюстрации случая формирования поля в окрестности фокуса как за счет E_x -компоненты вектора напряженности электрического поля волны (рис. 4, *a*), так и за счет E_y -компоненты (рис. 4, *b*). При отсутствии поляризатора вблизи выходной грани БЛ-1 распределение интенсивности оптического поля в области кружка рассеяния (рис. 4, *c*) является простой суммой распределений интенсивностей оптических полей, получаемых при двух ортогональных ориентациях поляризатора и показанных на рис. 4, *a, b*. На каждом из рисунков (*a—c*) распределение интенсивности поля в центральной области кружка рассеяния приводится только для одного из квадрантов изображения оптического поля. Интересно отметить, что внешние интерференционные полосы волновой структуры на рис. 4, *b* полностью дополняют соответствующие интерференционные полосы структуры на рис. 4, *a* до частично или целиком замкнутых круговых линий. Этот факт хорошо иллюстрирует рис. 4, *c*.

Строго говоря, центральная область сечения рассеяния при $\Delta z = -3,7$ мм имеет эллиптическую форму. На рис. 4, *a* и *c* регистрировались в 7-градационной шкале лишь области, в которых интенсивность поля превышает некоторый порог, равный 1/14 части от максимального значения интенсивности. При этом горизонтальная полуось эллипса рассеяния составляет 87 мкм, а вертикальная — 67 мкм.

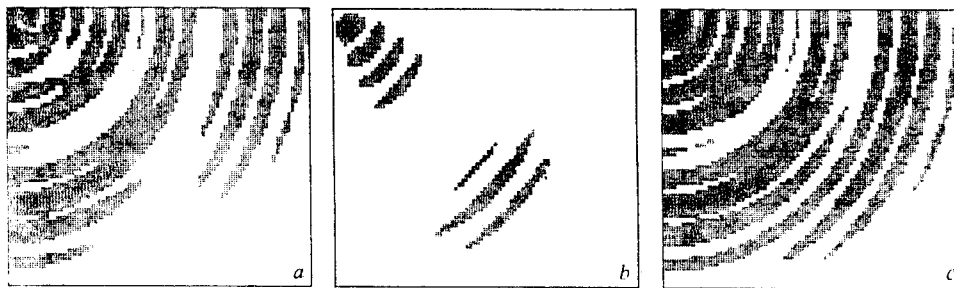


Рис. 4. Распределение интенсивности волнового поля в окрестности дуплетного фокуса БЛ-1 при дефокусировке плоскости экрана $\Delta z = f - F_{ee} = -3,7$ мм:

a — при расположении оси поляризатора у выходной грани БЛ-1 параллельно оси Ox ; *b* — при расположении оси поляризатора параллельно оси Oy ; *c* — без поляризатора; размеры квадранта изображения: по горизонтали — 87 мкм, по вертикали — 75 мкм; распределение интенсивности регистрировалось лишь в центральной области кружка рассеяния

Из рис. 4, *a* и *c* видно, что оптическое поле в плоскости экрана x_2, y_2 имеет тип симметрии с двумя взаимно ортогональными осями, что характерно для традиционных астигматических систем. Этот расчет подтверждает приведенный в [4] вывод о том, что в данной ситуации имеет место случай более общего проявления астигматического эффекта, когда два различных сходящихся осесимметричных волновых фронта с различной кривизной и со взаимно дополняющими распределениями интенсивности по своей апертуре фокусируются в два близко расположенных параксиальных фокуса.

Выполненные расчеты распределения оптического поля в области кружка рассеяния БЛ-1 справедливы лишь для параметров исследованной нами линзы. В случае бифокальной линзы другой геометрии (радиус кривизны R , толщина плосковыпуклой компоненты h , апертура) такой расчет может быть сделан по аналогии. Однако число значимых коэффициентов $s_{2k-1}^{eo}, s_{2k-1}^{ee}$ в волновой сумме для *eo*- и *ee*-пучков должно определяться из упомянутого выше условия хорошей или идеальной аппроксимации отклонения волнового фронта. Может оказаться, что в ряде случаев достаточно ограничиться лишь учетом aberrаций 3-го порядка, но в других ситуациях может оказаться, что необходим учет aberrаций вплоть до поправок 7-го порядка.

Актуальность проведенных исследований обусловлена тем, что в последнее время имеет место повышенный интерес к расчету распределения волновых полей в окрестности фокусов нетрадиционных фокусирующих элементов, в том числе голографических линз и компьютерно-синтезированных голограмм [8, 9]. При определении плоскости наилучшей фокусировки в системах с большими сферическими aberrациями в [8], например, используется новый энтропийный подход.

Интерес к расчету оптических полей в области фокусировки астигматических элементов продиктован их использованием в устройствах контроля фокусировки в системах дисковой оптической и магнитооптической памяти высокой плотности [10]. В [11] применительно к системам дисковой оптической памяти исследовалось влияние вносимых aberrаций астигматизма и дефокусировки на распределение оптического поля в области фокуса падающего на объектив коллимированного гауссова пучка, ограниченного по центру круговой диафрагмой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осипов Ю. В. Бифокальные линзы бинарной конструкции // ОМП. 1973. № 5.
2. Барсуков К. А., Осипов Ю. В., Умбетов А. У. Оптические свойства бифокальных линз из одноосных кристаллов // Оптика и спектроскопия. 1984. 56. С. 523.
3. Осипов Ю. В., Осипов В. Ю. Сферическая aberrация бифокальной линзы // ОМП. 1988. № 7.
4. Осипов В. Ю. Тонкая структура волнового поля в окрестности дуплетного фокуса бифокальной линзы из одноосных кристаллов // Оптика и спектроскопия. 1994. 76, № 3.
5. Осипов В. Ю. Ячеистая структура волнового поля в окрестности дуплетного фокуса бифокальной линзы из одноосных кристаллов // Оптический журнал. 1995. № 2.
6. Fransone M. Interference, diffraction et polarization // Encyclopedia of Physics /Ed. S. Flügge. V. XXIV. Fundamentals of Optics. Berlin — Göttingen — Heigelberg: Springer-Verlag, 1956.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
8. Carretero L., Fimia A., Beléndez A. Entropy-based study of imaging quality in holographic optical elements // Opt. Lett. 1994. 19, N 17. P. 1355.
9. Rosen J., Yariv A. Synthesis of an arbitrary axial field profile by computer-generated holograms // Ibid. N 11. P. 843.
10. Bruce E. Berrnacki, Mansuripur M. Causes of focus-error feedthrough in optical-disk systems: astigmatic and obscuration methods // Appl. Opt. 1994. 33, N 5. P. 735.
11. Strand T. C., Werlich H. Aberration limits for annular Gaussian beams for optical storage // Ibid. N 16. P. 3533.

Поступила в редакцию 16 августа 1995 г.