

## АБЕРРАЦИОННЫЙ СИНТЕЗ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

© 2011 г. П. А. Носов; В. Ю. Павлов; И. И. Пахомов, доктор техн. наук;  
А. Ф. Ширанков, канд. техн. наук

НУК Радиоэлектроники, лазерной и медицинской техники МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва  
E-mail: pan.bmstu@gmail.com

Изложена методика абберационного синтеза лазерных оптических систем с малыми волновыми абберациями для сохранения подобия полей при преобразовании многомодовых лазерных пучков. Минимизация волновых аббераций лазерных оптических систем основана на выявленной связи ее конструктивных параметров с коэффициентами разложения волновой абберации. Приведены примеры автоматизированного синтеза лазерных оптических систем, иллюстрирующие эффективность и высокое быстродействие предложенного алгоритма.

*Ключевые слова:* лазерная оптика, лазерное излучение, лучевой пакет, лазерная оптическая система, абберационный синтез, методика и алгоритм синтеза.

Коды OCIS: 080.2720, 140.0140, 140.3430.

Поступила в редакцию 25.01.2011.

### Введение

Пространственные параметры пучка лазера не всегда соответствуют требуемым для решения практической задачи. Для получения требуемых параметров применяют лазерные оптические системы (ЛОС), которые рассчитывают с учетом конкретных особенностей распространения и преобразования лазерных пучков [1, 2].

Известно [1, 2], что в параксиальной области преобразование лазерного пучка ЛОС сводится к простому масштабированию распределения амплитуды поля. При наличии аббераций и сильного диафрагмирования пучков на оправах ЛОС подобие пучков на входе и выходе нарушается. Поэтому сохранить подобие полей можно с помощью ЛОС, обладающей минимальными волновыми абберациями и допустимым диафрагмированием пучка на ее оправах.

Методика абберационного синтеза ЛОС для моды  $TEM_{00}$ , а также рекомендации по выбору величины ее диафрагмирования детально изложены в фундаментальной работе [2] и ее переводе [3]. Нерешенной осталась задача разработки метода абберационного синтеза ЛОС для преобразования многомодовых лазерных пучков. Актуальность этой задачи особо подчеркивается тем, что известные методы и программы расчета оптических систем в принципе ее не решают.

Поэтому целью статьи является разработка методики абберационного синтеза ЛОС различного назначения (фокусировка, согласование или коллимация лазерного излучения) для преобразования многомодового пучка с сохранением такого же характера амплитудно-фазового распределения выходного поля, как у входного пучка.

Настоящая статья базируется на результатах работ [2–6] и является развитием рассмотренных в них вопросов.

### 1. Особенности разработки лазерных оптических систем

Лазерное излучение отличается когерентностью и имеет особые свойства, не присущие излучению классических источников (тепловых, люминесцентных) [1, 2]. Пространственная когерентность лазерного излучения характеризуется наличием ближней зоны конечной длины, размер которой определяется параметром конфокальности пучка  $z_k$  (для некогерентного излучения  $z_k = 0$ ). Кроме того, амплитуда поля в поперечном сечении лазерного пучка не является постоянной. Несмотря на это, часто при расчете оптических систем источник лазерного излучения представляют в виде протяженного излучателя, из каждой точки которого исходит сферический волновой фронт. Однако при таком подходе не учитываются

особенности лазерного излучения. Это может привести к значительному отклонению расчетных и действительных параметров выходного лазерного пучка и к недопустимым искажениям амплитудно-фазового распределения поля. Учет указанных свойств лазерного излучения на всех этапах разработки ЛОС позволяет существенно повысить технические характеристики лазерных оптико-электронных приборов.

Для разработки ЛОС должны быть известны следующие данные (см. рис. 1):

- полный набор параметров, характеризующий входной пучок: длина волны излучения  $\lambda$ ; параметр конфокальности  $z_k$ , диаметр пучка в сечении перетяжки  $2h_p$ , угловая расходимость  $2\theta$ , параметр  $M^2$ , модовый состав излучения, положение сечения перетяжки пучка с учетом оптической схемы резонатора и конструкции лазера, причем пространственные параметры лазерного пучка удовлетворяют инварианту [1, 2];
- требуемые пространственные параметры выходного пучка ( $z'_k$ ,  $2h'_p$ ,  $2\theta'$ ,  $s'_p$ ) и допустимая волновая aberrация ЛОС ( $\Delta W_{\text{доп}}$ );
- продольные и поперечные габаритные ограничения, предъявляемые к ЛОС;
- другие данные, определяемые спецификой задачи.

Здесь важно еще раз отметить, что известные методы расчета оптических систем для классических источников излучения и используемые для этого программы Zemax, Code V, Oslo, Synopsys, WinDEMOS не учитывают простран-

ственную когерентность лазерного излучения и их нельзя применять для разработки современных лазерных оптико-электронных приборов.

## 2. Расчет функции волновой aberrации ЛОС

Вносимые оптической системой в преобразуемый лазерный пучок фазовые искажения оценивают функцией волновой aberrации. Согласно теории оптических систем функция волновой aberrации описывает отклонение волнового фронта реального пучка от идеального на выходе оптической системы.

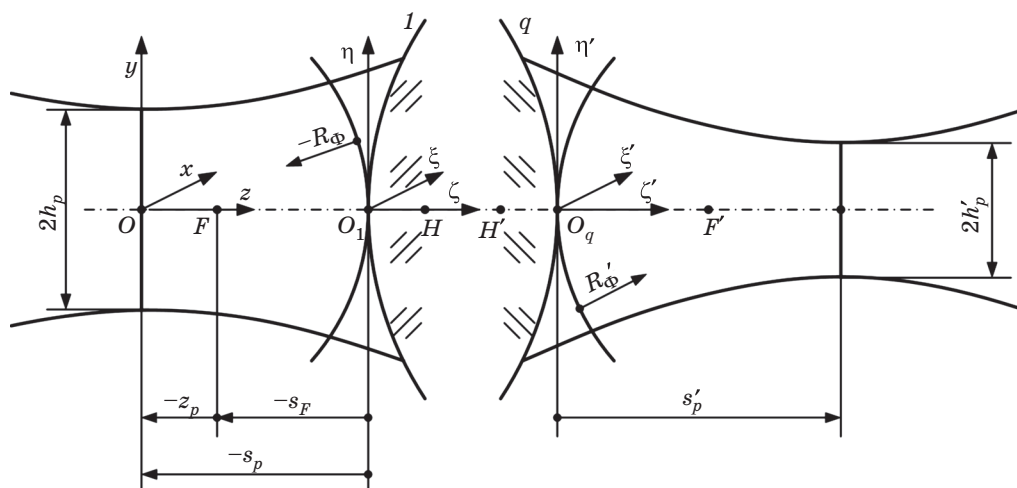
В данной работе предлагается определять функцию волновой aberrации между волновыми фронтами лазерного пучка до и после линзового компонента, считая его идеальным. Тогда за счет ее малого значения подынтегральная функция дифракционного интеграла становится более гладкой, а погрешность и время его вычисления значительно уменьшаются.

Для осесимметричного компонента реальной толщины (или всей ЛОС) функция волновой aberrации в системе координат  $O_q \xi' \eta' \zeta'$  (см. рис. 1) имеет вид [6]

$$W(\xi', \eta') = -\frac{h'^2}{2f'} (\chi + \alpha h'^2 + \beta h'^4 + \gamma h'^6), \quad (1)$$

$$h'^2 = \xi'^2 + \eta'^2,$$

где  $f'$  – заднее фокусное расстояние линзового компонента (или всей ЛОС);  $\chi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  – коэф-



**Рис. 1.** Преобразование лазерного пучка оптической системой.  $F$  и  $F'$  – передний и задний фокусы ЛОС;  $H$ ,  $H'$  – главные точки ЛОС;  $s_F$  – передний фокальный отрезок ЛОС,  $z_p$  – смещение плоскости перетяжки входного пучка относительно переднего фокуса ЛОС,  $s_p$  – удаление плоскости перетяжки входного пучка относительно первой поверхности ЛОС,  $Oxuz$  – система координат в плоскости входной перетяжки;  $O_1 \xi \eta \zeta$  и  $O_q \xi' \eta' \zeta'$  – системы координат с началом в вершине 1-й и  $q$ -й поверхностей ЛОС,  $R_\phi$  и  $R'_\phi$  – радиусы кривизны волновых фронтов пучка на входе и выходе ЛОС.

коэффициенты разложения функции волновой aberrации, определяющие дефокусировку плоскости анализа ( $\chi$ ), aberrацию 3-го порядка ( $\alpha$ ) и aberrации высших порядков ( $\beta$  – 5-го,  $\gamma$  – 7-го).

Соотношение (1) позволяет найти связь коэффициентов разложения функции волновой aberrации с ее максимальным  $W_{\max}$  и минимальным  $W_{\min}$  значениями и перепадом  $\Delta W = W_{\max} - W_{\min}$ .

Остановимся на вопросе расчета функции волновой aberrации ЛОС. Поскольку волновой фронт всех поперечных мод совпадает [2, 7], то для расчета функции волновой aberrации можно воспользоваться методом лучевых пакетов, который хорошо себя зарекомендовал для основной моды  $TEM_{00}$  [2]. В этом методе лазерный пучок представляется в виде совокупности лучевых пакетов, каждый из которых описывает часть пучка на определенном уровне плотности мощности. Лучевой пакет образует семейство лучей с направляющими векторами  $\mathbf{v}_1$  или  $\mathbf{v}_2$  в системе координат  $Oxyz$  (см. рис. 1):

$$\mathbf{v}_{1,2} = \left\{ \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \left( \frac{xz}{z_k} \pm y \right); \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \left( \frac{yz}{z_k} \mp y \right); z_k \right\}, \quad (2)$$

где  $x, y, z$  – координаты произвольной точки наблюдения лазерного пучка;  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  – расстояние от точки наблюдения в пучке до оси пучка;  $\rho_0$  – размер пучка в сечении перетяжки ( $z = 0$ ), соответствующий тому же уровню плотности мощности, что и точка наблюдения ( $x, y, z$ ).

Представленные в работе [2] координаты направляющих векторов лучей лучевого пакета отличаются от таковых в (2). Однако формулы (2) позволяют описывать преобразование лазерного пучка не только в параксиальном, но и в реальном приближении, т. е. для ЛОС с конечными апертурами.

Функция волновой aberrации определяется через оптическую длину хода луча между входным и выходным фронтами (см. рис. 1), а расчет хода лучей лучевого пакета через ЛОС проводится по известным алгоритмам (см., например, [8])

$$W(\rho_0) = L(\rho_0) - L(0),$$

где  $L(\rho_0)$  – оптическая длина хода луча, соответствующего определенному уровню плотности мощности;  $L(0)$  – оптическая длина хода луча, соответствующего осевому уровню плотности мощности.

При нахождении функции волновой aberrации всей ЛОС или ее отдельного компонента, а также его светового диаметра необходимо учитывать модовый состав преобразуемого лазерного пучка. Так, световой диаметр компонента рассчитываем по формуле  $D_{\text{св}} = K_D \sqrt{M^2} D_{00}$ , где  $K_D$  – коэффициент необходимого превышения светового диаметра компонента над диаметром лазерного пучка на нем [5, 6]; параметр  $M^2$  поперечной моды  $TEM_{mn}$ , определяемый методом моментов [9];  $D_{00}$  – диаметр огибающей пучка основной моды на компоненте, определенный по стандартному уровню плотности мощности  $1/e^2$ . Световые диаметры компонентов ЛОС однозначно определяют область задания функции волновой aberrации и, следовательно, максимальную высоту луча лучевого пакета, при которой он распространяется через ЛОС без виньетирования.

### 3. Условия проведения aberrационного синтеза линзового компонента

В теории и практике вычислительной оптики для аппроксимации функции волновой aberrации широко применяют ее разложение по системе ортогональных полиномов (например, Цернике [10], Чебышева [2] и др.) или степенных функций. В нашем случае удобно использовать полиномы Чебышева.

Запишем выражение (1) через полиномы Чебышева  $T_n^*(x)$  [11]:

$$W(\xi', \eta') = C_0 + C_1 T_1^* \left( \overline{h'}^2 \right) + C_2 T_2^* \left( \overline{h'}^2 \right) + C_3 T_3^* \left( \overline{h'}^2 \right) + C_4 T_4^* \left( \overline{h'}^2 \right), \quad (3)$$

$$C_0 = \frac{1}{2} \left( \tilde{\chi} + \frac{3}{4} \tilde{\alpha} + \frac{5}{8} \tilde{\beta} + \frac{35}{64} \tilde{\gamma} \right),$$

$$C_1 = \tilde{\chi} + \tilde{\alpha} + \frac{15}{16} \tilde{\beta} + \frac{7}{8} \tilde{\gamma},$$

$$C_2 = \tilde{\alpha} + \frac{3}{2} \tilde{\beta} + \frac{7}{4} \tilde{\gamma}, \quad C_3 = \tilde{\beta} + 2\tilde{\gamma}, \quad C_4 = \tilde{\gamma},$$

$$\tilde{\chi} = -\frac{h_{\max}^2}{2f'} \chi, \quad \tilde{\alpha} = -\frac{h_{\max}^4}{2f'} \alpha,$$

$$\tilde{\beta} = -\frac{h_{\max}^6}{2f'} \beta, \quad \tilde{\gamma} = -\frac{h_{\max}^8}{2f'} \gamma.$$

Здесь  $\overline{h'} = h'/h_{\max}$  – нормированная высота на выходной опорной поверхности,  $2h_{\max}$  – световой диаметр линзового компонента (или ЛОС),  $\tilde{\chi}, \tilde{\alpha}, \tilde{\beta}, \tilde{\gamma}$  – приведенные aberrационные коэффициенты линзового компонента (или ЛОС),

$T_n^*(x)$  – смещенные полиномы Чебышева первого рода, наименее уклоняющиеся от нуля в промежутке  $[0; +1]$  [11]. Последние можно представить в виде

$$\begin{aligned} T_1^*(x) &= x - 1/2, \\ T_2^*(x) &= x^2 - x + 1/8, \\ T_3^*(x) &= x^3 - (3/2)x^2 + (9/16)x - 1/32, \\ T_4^*(x) &= x^4 - 2x^3 + (5/4)x^2 - (1/4)x + 1/128, \\ \max|T_1^*(x)| &= 1/2, \quad \max|T_2^*(x)| = 1/8, \\ \max|T_3^*(x)| &= 1/32, \quad \max|T_4^*(x)| = 1/128, \end{aligned}$$

где  $\max|T_n^*(x)|$  – значение наибольшего уклонения от нуля полинома Чебышева  $T_n^*(x)$  в промежутке  $[0; +1]$ .

Согласно (3) коэффициенты  $C_j$  ( $j = 0, 1, \dots, 4$ ) разложения волновой aberrации по полиномам Чебышева определяются aberrациями 3-го и высших порядков традиционного степенного ряда (1). Теория полиномов Чебышева позволяет для произвольной оптической системы указать процентное содержание aberrаций любого порядка в каждом слагаемом выражения (3) (см. табл. 1). Из таблицы видно, что наибольшая часть aberrаций ЛОС сосредоточена в члене  $C_1 T_1^*(h^2)$ . Первые два члена разложения (3) содержат подавляющую часть всех aberrаций ЛОС: более 87% aberrаций 3-го порядка, 78% – 5-го порядка и 71% – 7-го порядка. Тогда при малом  $C_1$  ЛОС хорошо скорректирована и первые два члена разложения (3) описывают ее суммарную волновую aberrацию. Поэтому для синтеза ЛОС с малой волновой aberrацией вместо наложения условия на равенство нулю всех коэффициентов  $C_j$  ( $j = 0, 1, \dots, 4$ ) достаточно потребовать равенства нулю только одного:

**Таблица 1.** Доля aberrаций 3-го и высших порядков, входящих в слагаемые выражения (3)

Слагаемое	Доля aberrаций		
	3-го порядка	5-го порядка	7-го порядка
$C_0$	3/8 (37,5%)	5/16 (31,2%)	35/128 (27,3%)
$C_1 T_1^*(h^2)$	1/2 (50,0%)	15/32 (46,9%)	7/16 (43,8%)
$C_2 T_2^*(h^2)$	1/8 (12,5%)	3/16 (18,8%)	7/32 (21,9%)
$C_3 T_3^*(h^2)$	–	1/32 (3,1%)	1/16 (6,2%)
$C_4 T_4^*(h^2)$	–	–	1/128 (0,8%)

$$C_1 = \tilde{\chi} + \tilde{\alpha} + \frac{15}{16}\tilde{\beta} + \frac{7}{8}\tilde{\gamma} = 0. \quad (4)$$

Фокусное расстояние синтезированного линзового компонента реальной толщины должно соответствовать значению, полученному при габаритном синтезе ЛОС. Это условие может быть записано через оптические силы “толстого”  $\Phi = 1/f'$  и “тонкого”  $\Phi_0 = 1/f'_0$  компонентов в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi_d = (1 + \Delta\Phi_d/\Phi_0)\Phi_0 = p\Phi_0, \quad (5)$$

где  $\Delta\Phi_d$  и  $p$  – заранее неизвестные добавка к оптической силе и параметр, учитывающие влияние конечной толщины линзового компонента.

Как правило, после синтеза ЛОС с компонентами конечной толщины значение  $C_1$  может несколько отличаться от нуля, но должно быть малым и лежать внутри допустимого диапазона  $[-C_{1\text{доп}}; C_{1\text{доп}}]$ . Значение  $C_{1\text{доп}}$  определяет разработчик ЛОС, исходя из допустимых искажений пучка на выходе синтезированной ЛОС [6]. Указанное требование  $|C_1| \leq C_{1\text{доп}}$  в сочетании с требованием  $\Delta W \leq \Delta W_{\text{доп}}$  обеспечивают синтез ЛОС с минимальными волновыми aberrациями.

#### 4. Методика определения исходной схемы компонента ЛОС

Как правило, базовыми компонентами большинства ЛОС являются одиночная линза и двухлинзовый склеенный объектив, а их сочетание позволяет реализовать многокомпонентные ЛОС произвольной сложности.

Определение конструктивных параметров линзового компонента ЛОС включает несколько этапов. На первом этапе синтеза линзовый компонент считается тонким и поэтому можно записать аналитические формулы для aberrационных коэффициентов  $\chi, \alpha, \beta, \gamma$ . Условия (4) и (5) позволяют

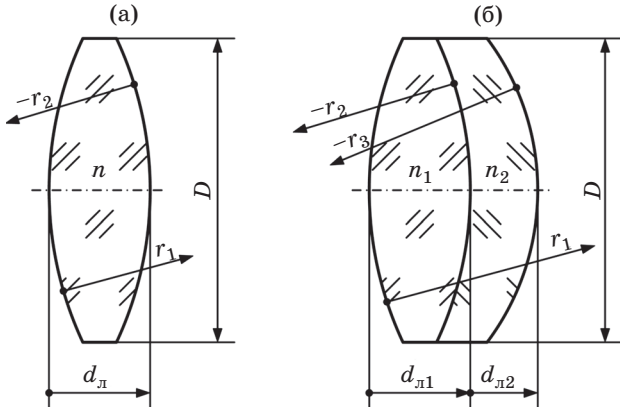
- для выбранной марки стекла одиночной линзы найти радиусы кривизны преломляющих поверхностей  $r_1$  и  $r_2$ ,

- для выбранных марок стекол линз объектива определить радиусы кривизны преломляющих поверхностей  $r_1, r_2, r_3$ .

По найденным радиусам кривизны из конструктивных соображений определяют толщину компонента [8] (см. рис. 2).

На втором этапе рассчитывают

- функцию волновой aberrации, ее максимальное  $W_{\text{max}}$  и минимальное  $W_{\text{min}}$  значения и  $\Delta W = W_{\text{max}} - W_{\text{min}}$ ,



**Рис. 2.** Компоненты ЛОС в виде одиночной линзы (а) и двухлинзового склеенного объектива (б).  $r$  – радиус кривизны преломляющей поверхности линзового компонента,  $d_l$  – толщина линзы по оси,  $n$  – показатель преломления,  $D$  – полный диаметр линзового компонента.

– коэффициент  $C_1$ .

Найденные значения сравнивают с допустимыми (соответственно  $\Delta W_{\text{доп}}$  и  $[-C_{1\text{доп}}; C_{1\text{доп}}]$ ), задаваемыми разработчиком ЛОС.

Рассмотрим сначала методику синтеза двухлинзового склеенного объектива, а затем – одиночной линзы как частного случая двухлинзового склеенного объектива при одинаковых показателях преломления его линз.

#### 4.1. Синтез двухлинзового склеенного объектива

Для двухлинзового тонкого склеенного объектива коэффициенты  $\chi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \chi &= 0, \quad \alpha = \frac{\alpha_1 \Phi_{01} + \alpha_2 \Phi_{02}}{\Phi_0}, \\ \beta &= \frac{\beta_1 \Phi_{01} + \beta_2 \Phi_{02}}{\Phi_0}, \\ \gamma &= \frac{\gamma_1 \Phi_{01} + \gamma_2 \Phi_{02}}{\Phi_0}, \\ \alpha_l &= \frac{1}{4} \left( \frac{\rho_l^3 - \rho_{l+1}^3}{\rho_l - \rho_{l+1}} - \frac{\rho_{\Phi, l+1}^3 - \rho_{\Phi, l}^3}{\rho'_{\Phi, l+1} - \rho_{\Phi, l}} \right), \\ \beta_l &= \frac{1}{8} \left( \frac{\rho_l^5 - \rho_{l+1}^5}{\rho_l - \rho_{l+1}} - \frac{\rho_{\Phi, l+1}^5 - \rho_{\Phi, l}^5}{\rho'_{\Phi, l+1} - \rho_{\Phi, l}} \right), \\ \gamma_l &= \frac{5}{64} \left( \frac{\rho_l^7 - \rho_{l+1}^7}{\rho_l - \rho_{l+1}} - \frac{\rho_{\Phi, l+1}^7 - \rho_{\Phi, l}^7}{\rho'_{\Phi, l+1} - \rho_{\Phi, l}} \right), \quad l = 1, 2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Phi_0 = \Phi_{01} + \Phi_{02}, \quad \rho_{\Phi, 1} = \frac{s_p}{z_k^2 + s_p^2}, \quad (7)$$

$$\rho'_{\Phi, 2} = \rho_{\Phi, 1} + \Phi_{01}, \quad \rho'_{\Phi, 3} = \rho_{\Phi, 1} + \Phi_0,$$

где  $\Phi_{01} = (n_1 - 1)(\rho_1 - \rho_2)$ ,  $\Phi_{02} = (n_2 - 1)(\rho_2 - \rho_3)$  – оптические силы тонких линз склеенного объектива;  $n_1, n_2$  – показатели преломления линз объектива;  $\rho_q = 1/r_q$ , ( $q = 1, 2, 3$ ) – кривизна преломляющих поверхностей объектива;  $\rho_{\Phi, 1}$  и  $\rho_{\Phi, 2}$  – кривизна волновых фронтов пучка на входе 1-й и 2-й линз объектива;  $\rho'_{\Phi, 2}$  – кривизна волнового фронта пучка на выходе первой тонкой линзы;  $\rho'_{\Phi, 3}$  – кривизна волнового фронта пучка на выходе тонкой двухлинзовой склейки. В выражениях (7) величины кривизны волновых фронтов пучка приведены согласно правилу знаков в оптике.

Для двухлинзового склеенного объектива выполнение условий (4) и (5) с учетом (6) и (7) приводит к уравнению 7-й степени. Это уравнение относительно кривизны первой преломляющей поверхности имеет вид

$$a_7 \rho_1^7 + a_6 \rho_1^6 + a_5 \rho_1^5 + a_4 \rho_1^4 + a_3 \rho_1^3 + a_2 \rho_1^2 + a_1 \rho_1 + a_0 = 0, \quad (8)$$

$$a_7 = \frac{c_\gamma n_1'}{(\Phi N_d)^4} (1 - N^6), \quad a_6 = -7 \frac{c_\gamma s N^6}{(\Phi N_d)^4},$$

$$a_5 = \frac{c_\beta n_1'}{(\Phi N_d)^2} (1 - N^4) - 21 \frac{c_\gamma s^2 N^5}{(\Phi N_d)^4 n_2'},$$

$$a_4 = -5 \frac{c_\beta s N^4}{(\Phi N_d)^2} - 35 \frac{c_\gamma s^3 N^4}{(\Phi N_d)^4 n_2'^2},$$

$$a_3 = n_1' (1 - N^2) - 10 \frac{c_\beta s^2 N^3}{(\Phi N_d)^2 n_2'} - 35 \frac{c_\gamma s^4 N^3}{(\Phi N_d)^4 n_2'^3},$$

$$a_2 = -3sN^2 - 10 \frac{c_\beta s^3 N^2}{(n_2' \Phi N_d)^2} - 21 \frac{c_\gamma s^5 N^2}{(n_2' \Phi N_d)^4},$$

$$a_1 = -3n_1' \left( \frac{s}{n_2'} \right)^2 - 5 \frac{c_\beta s^4 N}{(\Phi N_d)^2 n_2'^3} - 7 \frac{c_\gamma s^6 N}{(\Phi N_d)^4 n_2'^5},$$

$$a_0 = \rho_{\Phi, 1}^3 - \left( \rho_{\Phi, 1} + \frac{\Phi}{p} \right)^3 + \delta n \rho_2^3 - n_2' \left( \frac{s}{n_2'} \right)^3 +$$

$$+ \frac{c_\beta}{(\Phi N_d)^2} \left[ \rho_{\Phi, 1}^5 - \left( \rho_{\Phi, 1} + \frac{\Phi}{p} \right)^5 + \delta n \rho_2^5 - n_2' \left( \frac{s}{n_2'} \right)^5 \right] +$$

$$+ \frac{c_\gamma}{(\Phi N_d)^4} \left[ \rho_{\Phi, 1}^7 - \left( \rho_{\Phi, 1} + \frac{\Phi}{p} \right)^7 + \delta n \rho_2^7 - n_2' \left( \frac{s}{n_2'} \right)^7 \right].$$

Здесь  $N_d = 1/(2h_{\text{max}} \Phi)$  – диафрагменное число линзового компонента, а остальные величины определяются следующим образом:

$$n'_1 = n_1 - 1, \quad n'_2 = n_2 - 1, \quad s = \delta n \rho_2 - \frac{\Phi}{p},$$

$$\delta n = n_2 - n_1, \quad N = \frac{n'_1}{n'_2}, \quad c_\beta = \frac{15}{128}, \quad c_\gamma = \frac{35}{2048}.$$

Коэффициенты уравнения (8) определяются параметрами входного пучка, оптической силой линзового компонента, его диафрагменным числом и показателями преломления стекол. Кроме того, коэффициенты уравнения зависят от двух неопределенных параметров:  $p$  и кривизны поверхности склейки  $\rho_2$ . Варьируя значения  $p$  и  $\rho_2$ , получаем различные решения. Действительные корни уравнения используем для расчета кривизны последней преломляющей поверхности склейки

$$\rho_3 = \frac{n'_1 \rho_1 + s}{n'_2}.$$

По найденным значениям кривизны преломляющих поверхностей рассчитываем их радиусы  $r_q = 1/\rho_q$ ,  $q = 1, 2, 3$ .

Решение уравнения (8) можно найти только с использованием вычислительной техники. С другой стороны, если диафрагменное число объектива считать большим, то можно пренебречь членами с  $1/N_d^2$  и  $1/N_d^4$ . Это означает, что радиусы кривизны определяются из условия

устранения аберраций третьего порядка (коэффициент  $\alpha = 0$ ). В этом случае уравнение (8) приводится к кубическому:

$$n'_1 (1 - N^2) \rho_1^3 - 3sN^2 \rho_1^2 - 3n'_1 \left(\frac{s}{n'_2}\right)^2 \rho_1 + \rho_{\Phi,1}^3 - \left(\rho_{\Phi,1} + \frac{\Phi}{p}\right)^3 + \delta n \rho_2^3 - n'_2 \left(\frac{s}{n'_2}\right)^3 = 0. \quad (9)$$

Исследование уравнения (9) позволяет выделить несколько частных случаев его решения, которые приведены в табл. 2.

Из анализа формул табл. 2 видно, что имеются случаи, когда кривизна преломляющих поверхностей определяется оптической силой двухлинзового склеенного объектива.

#### 4.2. Синтез одиночной линзы

В случае одиночной тонкой линзы в уравнении (8) надо считать показатели преломления одинаковыми, т. е.  $n_1 = n_2 = n$ , где  $n$  – показатель преломления материала линзы, а в коэффициентах уравнения (8) необходимо принять  $N = 1$ ,  $s = -\Phi/p$ ,  $n'_1 = n'_2 = n' = n - 1$ . В результате получаем уравнение 6-й степени. Коэффициенты этого уравнения зависят только от одного неопределенного параметра –  $p$ . Действитель-

**Таблица 2.** Частные случаи определения кривизны поверхностей двухлинзового склеенного объектива

№	$\rho_1$	$\rho_2$	$\rho_3$
1	$\frac{\Phi}{pn'_1}$	$\frac{n'_2}{\delta n} \rho_3$	$\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/n_1'^2}{n'_2 [1 - (n'_2/\delta n)^2]}}$
		$-\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/n_1'^2}{n'_1 (2 - 3N + N^2)}}$	$\frac{\delta n}{n'_2} \rho_2$
2	$-\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/\delta n^2}{n'_1 (1 - N^2)}}$	$\frac{\Phi}{p\delta n}$	$N\rho_1$
	$\frac{\rho_3}{N}$		$\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/\delta n^2}{n'_2 (1 - N^{-2})}}$
3	$-\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/n_2'^2}{n'_1 [1 - (n'_1/\delta n)^2]}}$	$-\frac{n'_1}{\delta n} \rho_1$	$-\frac{\Phi}{pn'_2}$
	$-\frac{\delta n}{n'_1} \rho_2$	$\sqrt[3]{\frac{t + (\Phi/p)^3/n_2'^2}{n'_2 (2 - 3N^{-1} + N^{-2})}}$	

**Примечание:** в таблице использовано обозначение  $t = \rho_{\Phi,1}^3 - (\rho_{\Phi,1} + \Phi/p)^3$ .

ные корни уравнения используем для расчета кривизны второй преломляющей поверхности одиночной линзы

$$\rho_2 = \rho_1 - \frac{\Phi}{pn'}.$$

Определив кривизну преломляющих поверхностей, рассчитываем их радиусы  $r_q = 1/\rho_q$ ,  $q = 1, 2$ .

Как и в случае двухлинзовой склейки, целесообразно найти исходную схему одиночной линзы, исходя из условия устранения aberrаций третьего порядка. Ее можно получить из уравнения (9). В случае одиночной линзы уравнение (9) сводится к квадратному

$$\rho_1^2 - \frac{\Phi}{pn'}\rho_1 - \frac{\Phi^2}{3p^2}\left(1 - \frac{1}{n'^2}\right) - \rho_{\Phi,1}\left(\rho_{\Phi,1} + \frac{\Phi}{p}\right) = 0. \quad (10)$$

При выбранном показателе преломления  $n$  абберационный синтез линзы можно провести для ограниченного диапазона значений ее фокусного расстояния:

$$f'_{\rho_{\Phi,1}} \leq -\frac{3n' + \sqrt{3(1-n'^2)}}{6pn'}$$

$$\text{или } f'_{\rho_{\Phi,1}} \geq -\frac{3n' - \sqrt{3(1-n'^2)}}{6pn'}. \text{ Для заданного}$$

$f'$  показатель преломления материала линзы должен быть больше критического значения  $n \geq 1 + \left[1 + 3(2pf'_{\rho_{\Phi,1}} + 1)^2\right]^{-1/2}$ . Если показатель преломления  $n = 1 + \left[1 + 3pf'_{\rho_{\Phi,1}}(pf'_{\rho_{\Phi,1}} + 1)\right]^{-1/2}$ , то одна из поверхностей синтезированной линзы будет плоской.

Таким образом, условие абберационного синтеза (4) представлено в виде алгебраического уравнения, вид которого определяется типом линзового компонента – одиночная линза или двухлинзовая склейка. Это уравнение может иметь либо бесчисленное множество решений, либо ни одного. В первом случае для поиска лучшего решения вводят целевую функцию, вид и значения параметров которой определяются требованиями к допустимой волновой aberrации и технологичностью ЛОС. Во втором случае для получения решения можно изменить исходные данные (например, марки стекол или тип линзового компонента) и повторить все этапы абберационного синтеза (см. раздел 5 статьи). Если и в этом случае не удалось найти решение, то необходимо перейти к предыдущему этапу синтеза ЛОС – габаритному син-

тезу [2, 5] – либо согласовать с заказчиком техническое задание с измененными данными и провести для них расчет ЛОС заново.

## 5. Алгоритм абберационного синтеза многокомпонентной ЛОС

Абберационный синтез многокомпонентной ЛОС проводится покомпонентно, причем при синтезе последующей части системы учитываются aberrации, вносимые ее предыдущей частью. Синтез каждого текущего компонента ЛОС проводим по приведенной ниже схеме.

1. Задаем параметры входного пучка, параметры ЛОС после габаритного синтеза (фокусные расстояния линзовых компонентов и их положение относительно друг друга), тип каждого линзового компонента (одиночная линза/двухлинзовый склеенный объектив) и показатель преломления выбранной марки стекла, продольное увеличение каждого линзового компонента и всей ЛОС [2, 3], габаритные ограничения ЛОС, максимальное допустимое значение функции волновой aberrации  $\Delta W_{\text{доп}}$  и диапазон  $[-C_{1\text{доп}}; C_{1\text{доп}}]$ .

2. Для каждого линзового компонента ЛОС:

2.1. По параксиальным параметрам лазерного пучка и из технологических соображений определяем световой  $D_{\text{св}}$  и полный  $D$  диаметры, а также минимально допустимый радиус кривизны преломляющих поверхностей  $r_{\text{мин}}$ .

2.2. Задаем в цикле  $p \in [p_{\text{мин}}; p_{\text{макс}}]$  (для одиночной линзы) и  $p \in [p_{\text{мин}}; p_{\text{макс}}]$  и  $\rho_2 \in [-1/r_{\text{мин}}; 1/r_{\text{мин}}]$  (для двухлинзового склеенного объектива) и решаем соответствующее типу линзового компонента ЛОС уравнение.

2.3. Для каждого действительного корня уравнения:

2.3.1. Определяем радиусы преломляющих поверхностей линзового компонента и рассчитываем по ним его толщину с учетом минимально допустимой толщины на краю и на оси линзы.

2.3.2. Приводим конструктивные параметры линзового компонента к тем, при которых обеспечивается его требуемое фокусное расстояние (редуцирование компонента).

2.3.3. Сравниваем полученные конструктивные параметры (толщина на оси и на краю, радиусы кривизны поверхностей) с допустимыми.

2.3.4. Для обеспечения продольного увеличения компонента выдерживаем размерную цепь осевых расстояний тонкой и толстой систем с контролем налезания элементов.

2.3.5. Рассчитываем функцию волновой aberrации синтезированной части ЛОС и находим ее максимальное  $W_{\max}$  и минимальное  $W_{\min}$  значения. Полученные значения  $W_{\max}$  и  $W_{\min}$  используем для расчета  $\Delta W = W_{\max} - W_{\min}$ , которое сравниваем с допустимым значением  $\Delta W_{\text{доп}}$ . Если  $\Delta W > \Delta W_{\text{доп}}$  то синтезированный линзовый компонент не удовлетворяет заданному критерию, поэтому переходим к следующему шагу цикла. При  $\Delta W \leq \Delta W_{\text{доп}}$ , синтезированный линзовый компонент удовлетворяет заданному критерию. В этом случае аппроксимируем функцию волновой aberrации полиномом вида (1), т. е. определяем его коэффициенты разложения. По найденным коэффициентам разложения  $\chi, \alpha, \beta, \gamma$ , световому диаметру линзового компонента  $D_{\text{св}} = 2h_{\max}$  и его фокусному расстоянию  $f'$  рассчитываем коэффициент  $C_1$  и оцениваем его принадлежность заданному диапазону  $[-C_{1\text{доп}}; C_{1\text{доп}}]$ . Если он принадлежит диапазону, то переходим к следующему этапу синтеза. В противном случае переходим к следующему шагу цикла.

2.4. Рассчитываем целевую функцию и проводим селекцию результатов синтеза.

После синтеза последнего компонента разработчик может провести контрольный расчет параметров лазерного пучка на выходе синтезированной ЛОС.

Поскольку распределение поля многомодового пучка представляет суперпозицию нескольких поперечных типов колебаний [9], то в этом случае достаточно провести aberrационный синтез ЛОС для моды самого высокого порядка, присутствующей в многомодовом пучке. Поэтому разработанный алгоритм применим для aberrационного синтеза ЛОС, преобразующих как одномодовый, так и многомодовый лазерные пучки.

Описанный алгоритм был реализован в виде программы на языке C#, с использованием которой выполняется aberrационный синтез лазерных оптических систем любого назначения.

## 6. Примеры применения разработанного алгоритма aberrационного синтеза ЛОС

*Пример 1.* Требуется разработать ЛОС, для которой заданы:

длина волны лазерного излучения  $\lambda = 632,8$  нм,

идеальная мода  $TEM_{00}$  ( $M^2 = 1,0$ ),

параметр конфокальности входного пучка  $z'_k = 2,0$  м,

параметр конфокальности выходного пучка  $z'_k = 100,0$  мкм,

диапазон удалений сечения перетяжки выходного пучка относительно ЛОС  $d' = 10,0-15,0$  мм,

диапазон расстояний между сечениями перетяжки входного и выходного пучков  $L = 40-50$  мм,

допустимое значение функции волновой aberrации согласно критерию Марешаля [8]  $\Delta W_{\text{доп}} \leq 0,07\lambda$ , а  $|C_1| \leq 0,2\lambda$ .

Поскольку коэффициент продольного увеличения ЛОС  $\alpha_\Gamma = z'_k/z_k = 5 \times 10^{-5}$ , то она является фокусирующей. Используя методику габаритного синтеза работы [5], получаем, что для формирования пучка с требуемым  $z'_k$  можно использовать однокомпонентную ЛОС со следующими параметрами (обозначения см. на рис. 3а):  $d = 35,856$  мм,  $f' = 14,143$  мм,  $d' = 14,144$  мм.

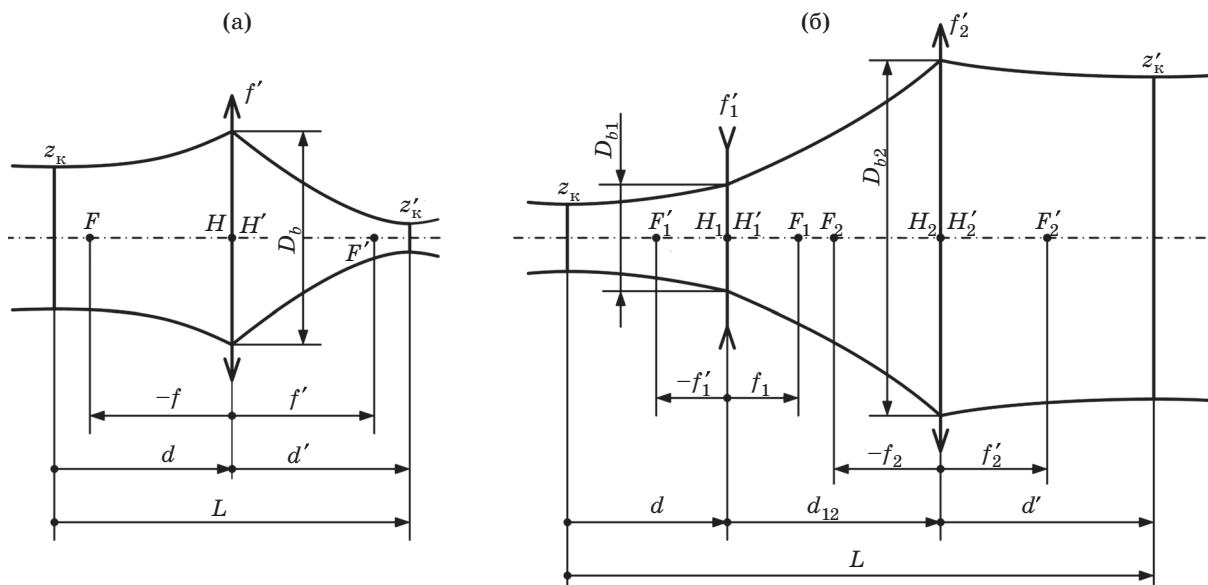
Проведем aberrационный синтез ЛОС, которая обеспечивает малые дифракционные искажения поля и выполнение критерия по  $\Delta W$ . Для выполнения первого требования при расчете светового диаметра компонента выберем значение коэффициента  $K_D = 3,0$ .

Рассмотрим реализацию ЛОС в виде одиночной линзы и двухлинзовой склейки. Результаты aberrационного синтеза одиночной линзы показали, что она не удовлетворяет критерию по допустимому значению функции волновой aberrации. В случае синтеза ЛОС в виде двухлинзового склеенного объектива значения функции волновой aberrации лежат в требуемых пределах. Его конструктивные параметры приведены в табл. 3, а световой и полный диаметры имеют значения:  $D_{\text{св}} = 3,81$  мм,  $D = 4,0$  мм.

**Таблица 3.** Конструктивные параметры однокомпонентной фокусирующей ЛОС

$r$ , мм	$d$ , мм	$n$ , мм
7,613	$-s_p = 35,21$	1
-6,356	3,16	1,5147 (К8)
-17,866	1,36	1,7497 (ТФ5)
	$s'_p = 11,76$	1
$f' = 14,143$ мм, $\alpha_\Gamma = 5 \times 10^{-5}$		





**Рис. 3.** Схема однокомпонентной (а) и двухкомпонентной (б) тонких ЛОС.  $f$  и  $f'$  – переднее и заднее фокусные расстояния линзового компонента,  $d$  – расстояние от сечения перетяжки входного пучка до ЛОС,  $d'$  – расстояние от ЛОС до сечения перетяжки выходного пучка,  $d_{12}$  – расстояние между компонентами,  $L$  – расстояние между сечениями перетяжки входного и выходного пучков,  $D_b$  – диаметр пучка на компоненте.

На рис. 4а представлена зависимость функции волновой aberrации синтезированного линзового компонента от высоты луча лазерного пучка на поверхности выходного волнового фронта. Разница максимального и минимального значений функции волновой aberrации составляет  $\Delta W = 0,032\lambda$ , а коэффициент  $C_1 = 0,15\lambda$ . Следовательно, синтезированный двухлинзовый склеенный объектив удовлетворяет заданному критерию по допустимому значению функции волновой aberrации и коэффициенту  $C_1$ .

**Пример 2.** Необходимо разработать ЛОС, для которой заданы:

длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1064$  нм,

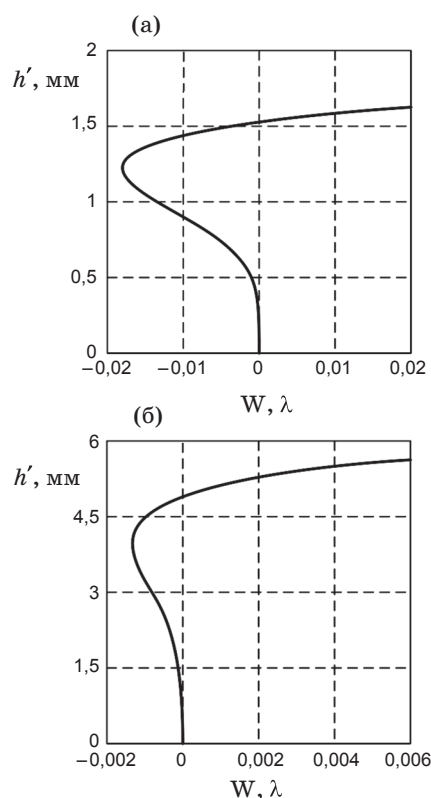
идеальная мода эрмита-гаусса  $TEM_{11}$  ( $M^2 = 3,0$ ),

параметр конфокальности входного пучка  $z_K = 10,0$  мм,

параметр конфокальности выходного пучка  $z'_K = 10,0$  м,

диапазон удалений сечения перетяжки входного пучка относительно ЛОС  $d = 10,0$ – $20,0$  мм,

диапазон расстояний между сечениями перетяжки входного и выходного пучков  $L = -1,4$ ... $-1,1$  м,



**Рис. 4.** Зависимости функции волновой aberrации ЛОС от высоты луча лазерного пучка на поверхности выходного волнового фронта. а – фокусирующая ЛОС (пример 1), б – коллимирующая ЛОС (пример 2).

**Таблица 4.** Конструктивные параметры двухкомпонентной коллимирующей ЛОС

$r$ , мм	$d$ , мм	$n$ , мм
-2,770	$-s_p = 14,97$	1
31,11	0,50	1,5062 (К8)
105,19	65,02	1
36,11	1,73	1,7275 (ТФ5)
-38,06	2,24	1,5062 (К8)
	$-s'_p = 1,27 \times 10^3$	1
$f' = 382,21$ мм, $\alpha_r = 1000,0$		

допустимое значение функции волновой аберрации согласно критерию Марешала  $\Delta W_{\text{доп}} \leq 0,07\lambda$ , а  $|C_1| \leq 0,2\lambda$ .

В данном случае требуется рассчитать коллимирующую ЛОС ( $\alpha_r = 1000,0$ ). Получить требуемый выходной пучок с заданными габаритными ограничениями можно только с помощью двухкомпонентной ЛОС. После габаритного синтеза [5] получаем следующие параметры двухкомпонентной ЛОС (обозначения см. на рис. 36):  $d = 15,0$  мм,  $f'_1 = -5,0$  мм,  $d_{12} = 67,254$  мм,  $f'_2 = 71,321$  мм,  $d' = -1,268$  м.

Определяем конструктивные параметры линзовых компонентов ЛОС. Результаты аберрационного синтеза ЛОС, в которой первый компонент – одиночная линза, а второй – двухлинзовая склейка, приведены в табл. 4. Для

\* \* \* \* \*

расчета световых диаметров компонентов синтезированной ЛОС примем значение коэффициента  $K_D = 2,0$ . В результате получаем такие значения световых и полных диаметров:  $D_{\text{св1}} = 0,55$  мм,  $D_1 = 1,0$  мм;  $D_{\text{св2}} = 9,69$  мм,  $D_2 = 10,0$  мм.

На рис. 46 представлена зависимость функции волновой аберрации двухкомпонентной коллимирующей ЛОС от высоты луча лазерного пучка на поверхности выходного волнового фронта. Для этой ЛОС  $\Delta W = 5,5 \times 10^{-3}\lambda$ , а  $C_1 = 2,9 \times 10^{-3}\lambda$ . Следовательно, синтезированная двухкомпонентная ЛОС удовлетворяет заданному критерию по допустимому значению функции волновой аберрации и коэффициенту  $C_1$ .

### Заключение

Предложены универсальная методика и алгоритм синтеза ЛОС с минимальными волновыми аберрациями для многомодовых лазерных пучков. На основе расчета базовых компонентов они позволяют синтезировать многокомпонентные ЛОС с произвольным знаком оптической силы как компонентов, так и отдельных линз, входящих в их состав. Покомпонентный алгоритм аберрационного расчета ЛОС позволяет при синтезе текущего компонента учитывать аберрации синтезированной части, включая компоненты с уже известными конструктивными параметрами.

Методика учитывает особенности лазерного излучения и применима для расчета всех типов ЛОС (фокусирующие, согласующие или коллимирующие системы) для решения различных практических задач. Примеры синтеза лазерных оптических систем различного типа показали высокую скорость и эффективность приведенного алгоритма.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествен В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы: Учеб. пособие для вузов / Под. ред. Пахомова И.И. М.: Радио и связь, 1982. 456 с.
2. Пахомов И.И., Цибуля А.В. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 152 с.
3. Pakhomov I.I., Tsibulya A.V. Computational Methods for Laser Optical System Design // J. of Soviet Laser Research (translated from russian). New York, 1988. V. 9. № 3. P. 321–430.
4. Ширанков А.Ф. О методологии проектирования лазерных оптических систем // Тр. Междунар. конфер. “Прикладная оптика-2008”. СПб., 2008. Т. 3. С. 160–164.
5. Аниканов А.Г., Пахомов И.И., Ширанков А.Ф. Структурный синтез лазерных оптических систем при ограничениях их параметров // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 2. С. 30–36.
6. Пахомов И.И., Ширанков А.Ф., Носов П.А. Описание, расчет и анализ искажений многомодовых лазерных пучков // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 2. С. 37–43.

7. *Быков В.П., Силичев О.О.* Лазерные резонаторы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 320 с.
  8. *Русинов М.М., Грамматин А.П., Иванов П.Д.* Вычислительная оптика: Справочник / Под. ред. Русинова М.М. М.: Изд. ЛКИ, 2008. 423 с.
  9. *Звелто О.* Принципы лазеров. СПб.: Изд. "Лань", 2008. 720 с.
  10. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики: Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука, 1970. 856 с.
  11. *Пашковский С.* Вычислительные применения многочленов и рядов Чебышева. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. 384 с.
-