УДК 535.317

П.А. Носов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

Рассмотрены существующие методы расчета преобразования оптическими системами лазерного излучения и определены тенденции и перспективы их развития.

E-mail: pan@bmstu.ru

Ключевые слова: *лазер, лазерный пучок, оптическая система, лазерно-оптическая система, формирование лазерного излучения.*

Появление лазеров (оптических квантовых генераторов) способствовало становлению и интенсивному развитию новых научных направлений. Одним из этих направлений является лазерная оптика — раздел оптики, изучающий вопросы формирования лазерного излучения оптическими резонаторами и преобразования его оптическими системами, а также вопросы синтеза таких систем, обеспечивающих формирование лазерного пучка с требуемыми параметрами. В настоящее время это направление вполне сформировалось и продолжает развиваться, способствуя улучшению характеристик лазеров и расширению областей их применения.

Важную роль в теории лазерной оптики играют гауссовы пучки, которые формируют устойчивые резонаторы. В работах [1, 2] установлено, что для гауссовых пучков при их распространении в свободном пространстве характер распределения амплитуды поля остается неизменным и лишь меняется масштаб этого распределения, определяющий поперечный размер пучка. Кроме того, на удалении z поперечного сечения гауссова пучка от перетяжки он имеет сферический волновой фронт, радиус кривизны которого определяется выражением

$$R_{\Phi}(z) = z\left[1 + \left(\frac{z_{\text{к}}}{z}\right)^2\right], \qquad (1)$$

где $z_{\text{к}}$ — параметр конфокальности пучка — продольное расстояние от перетяжки пучка, на котором размер пучка увеличивается в $\sqrt{2}$ раз.

Анализ выражения (1) показывает, что радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка изменяется от $2z_{\text{к}}$ до бесконечности [1, 2]. Радиус кривизны волнового фронта равен бесконечности в сечении перетяжки и в дальней зоне при $z \to \infty$. Поэтому формируемые устойчивыми лазерными резонаторами гауссовы пучки обладают свойствами, не присущими излучению классических источников (тепловых, люминесцентных).

Пространственные параметры эрмито- и лагерро-гауссовых пучков удовлетворяют инварианту [2]. Для случая малой угловой расходимости пучка инвариант имеет вид

$$J_{mn} = h_{p\,mn}\theta_{mn} = \text{ const} = M^2\frac{\lambda}{\pi}, \qquad (2)$$

где $2h_{p\,mn}$, $2\theta_{mn}$ — диаметр перетяжки и угловая расходимость пучка моды ТЕМ_{mn} соответственно; M^2 — коэффициент распространения пучка [3]; λ — длина волны лазерного излучения.

Параметр конфокальности и размер перетяжки пучка связаны следующим соотношением $z_{\text{к}} = \dfrac{\pi h_{p\,mn}^2}{M^2\lambda}$.

В большинстве практических случаев параметры сформированного резонатором лазерного пучка не соответствуют требуемым для решения конкретной задачи. Поэтому выходящий из резонатора пучок преобразовывают с помощью внешней (вне резонатора) оптической системы — лазерно-оптической системы (ЛОС).

В современной формулировке задачу преобразования лазерного пучка оптической системой обозначим следующим образом: по заданным параметрам и характеристикам пучка на входе в оптическую систему и ее конструктивным параметрам (r, d, n) требуется определить распределение комплексной амплитуды поля $\psi'(x', y', z_{\text{ПА}})$ в плоскости анализа $z_{\text{ПА}}$ и пространственные параметры преобразованного пучка с учетом совокупности реальных факторов, имеющих на практике существенное значение (дифракционные эффекты, тепловые эффекты, самофокусировка излучения и др.).

Эта задача может быть решена как строго, так и приближенно. Для получения приближенного решения вводят различные допущения. Так, рассматривая компоненты ЛОС идеальными (безаберрационными), при отсутствии дифракции получено решение в параксиальном приближении [4, 5]. Для уточнения этого решения, усложняют модель за счет учета только аберраций ЛОС или одновременно аберраций ЛОС и дифракционных эффектов. Для этого используют методы геометрической и волновой оптики.

Решение задачи преобразования лазерного излучения оптической системой с учетом дифракционных эффектов и аберраций ЛОС можно получить в рамках волновой оптики. Для этого используют скалярную и векторную теории дифракции [1, 5–7]. Метод скалярной теории дифракции применяют, когда необходимо знать точную структуру электромагнитного поля лазерного пучка, преобразованного оптической системой, либо когда существенную роль играет диафрагмирование пучка, что не может быть учтено методом геометрической оптики. Векторная теория дифракции азируется на уравнениях Максвелла, т. е.

на наиболее полном описании электромагнитного поля, и используется в том случае, когда допущения остальных методов (в том числе и скалярной теории дифракции) оказываются недопустимыми.

Перейдем к рассмотрению существующих методов расчета преобразования лазерного излучения оптическими системами.

Волновые методы описания преобразования гауссова пучка идеальной оптической системой. Лазерная оптическая система считается идеальной, если она не вносит дополнительных искажений в форму волнового фронта, т. е. изменяет фазу пучка по квадратичному закону [1, 5]. Так, при прохождении лазерного пучка через тонкую линзу с задним фокусным расстоянием f' комплексная амплитуда выходного поля имеет вид

$$\psi'(\xi, \eta) = \psi(\xi, \eta) \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda f'}(\xi^2 + \eta^2)\right],$$

где ψ, ψ' — распределения комплексной амплитуды поля на входе и выходе линзы соответственно; ξ, η — поперечные координаты на линзе.

Поскольку для всех мод зависимость изменения радиуса кривизны волнового фронта (1) и параметр конфокальности $z_к$ пучка одинаковы, то исследование преобразования многомодового лазерного пучка идеальной ЛОС ограничивают рассмотрением основной моды [1, 2, 8]. Пространственными параметрами гауссова пучка с длиной волны излучения λ являются: размер перетяжки h_p (по уровню $1/e^2$ от осевой интенсивности); параметр конфокальности $z_к$; угловая расходимость $2\theta_{00}$ (по уровню $1/e^2$ от осевой интенсивности). Кроме того, положение перетяжки входного пучка задается величиной z_p (ее удаление относительно переднего фокуса ЛОС) или отрезком s_p (ее удаление относительно первой поверхности ЛОС).

В настоящее время для определения параметров гауссова пучка на выходе идеальной ЛОС используют следующие методы: 1) метод вариансов [2, 8]; 2) *ABCD*-метод [1, 2, 7]; 3) метод сопряженных плоскостей [1, 2]. В методе вариансов и *ABCD*-методе параметры гауссова пучка в произвольном сечении описываются комплексным числом: вариансом V и комплексным параметром кривизны Когельника $1/q$. В рассматриваемом сечении пучка комплексная величина определяется размером пучка и радиусом кривизны волнового фронта. При распространении гауссова пучка в свободном пространстве и при его преобразовании оптической системой, варианс и комплексный параметр кривизны изменяются в соответствии с соотношениями, приведенными в работах [2, 7, 8]. Преимуществом использования этих методов является компактность записи аналитических выражений в комплексной форме.

В работе [4] получены выражения для параметров преобразованного гауссова пучка методом сопряженных плоскостей. Этот метод основан на принципе подобия оптических полей в оптически сопряженных плоскостях [2, 5]: в параксиальном приближении при отсутствии диафрагмирования амплитуды электромагнитных полей любого вида, если рассматривать их в оптически сопряженных плоскостях, подобны друг другу, причем коэффициент подобия равен линейному увеличению β. Обозначим через $a_{mn}(x, y)$ распределение амплитуды поля моды TEM_{mn} во входной плоскости Oxy. Для распределения амплитуды поля в выходной плоскости $O'x'y'$, оптически сопряженной с Oxy, можно записать

$$a'_{mn}(x', y') = \frac{1}{|\beta|} a_{mn}\left(\frac{x'}{\beta}, \frac{y'}{\beta}\right),$$

т. е. поверхности уровня амплитуды (или интенсивности) являются изображением поверхностей уровня амплитуд (интенсивностей) поля в опорной плоскости, оптически с ней сопряженной. Доказательство этого принципа приведено в работе [5] при волновом рассмотрении задачи преобразования распределения поля излучения тонкой линзой.

В работах [1,2,4,7,8] установлено, что гауссов пучок после преобразования безаберрационным оптическим элементом сохраняет гауссово распределение амплитуды поля, а его параметры определяются выражениями

$$\begin{gathered} z'_{\text{к}} = z_{\text{к}}|\alpha|, \quad z'_p = -z_p\alpha, \quad 2h'_p = 2h_p\sqrt{|\alpha|}, \\ \operatorname{tg}\theta'_{00} = \frac{\operatorname{tg}\theta_{00}}{\sqrt{|\alpha|}}, \quad \alpha = \pm\frac{f'^2}{z_p^2 + z_{\text{к}}^2}. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь $z_{\text{к}}$, $z'_{\text{к}}$ — параметры конфокальности исходного и преобразованного оптическим элементом пучка; z_p, z'_p — отрезки, определяющие положение перетяжки исходного и преобразованного пучка относительно переднего F и заднего F' фокусов элемента; $2h_p$, $2h'_p$ и $2\theta_{00}$, $2\theta'_{00}$ — диаметры перетяжки пучка и угловая расходимость до и после преобразования соответственно. При расчете продольного увеличения преобразующего элемента α знак «+» берется для линзы, а знак «−» — для сферического зеркала. Правило знаков для z_p и z'_p: вправо от фокусов — положительные знаки, влево — отрицательные [2].

Выражения (3) являются обобщением формулы Ньютона [8, 9] и показывают, что уже в параксиальной области принципиально отличаются законы преобразования параметров лазерного и классического (тепловых, люминесцентных и др.) излучений. Так как преобразование параметров гауссова пучка описывается формулами лазерной

оптики, то перетяжку преобразуемого пучка, имеющую плоский волновой фронт и гауссово распределение амплитуды, нельзя рассматривать как предмет для оптической системы. В классической оптике, если предмет расположен в передней фокальной плоскости, то его изображение находится в бесконечности. В лазерной оптике, если перетяжку входного пучка совместить с передней фокальной плоскостью, то перетяжка выходного пучка будет располагаться в задней фокальной плоскости.

Соотношения (3) также позволяют рассчитывать параметры гауссова пучка на выходе многокомпонентной ЛОС с реальными толщинами. В этом случае в них f' есть эквивалентное фокусное расстояние ЛОС, а отрезки z_p и z'_p отсчитываются от соответствующих фокусов эквивалентной ЛОС.

В то же время пространственные параметры лазерного пучка на выходе идеальной многокомпонентной ЛОС можно найти, используя хорошо известные методы вычислительной оптики [1, 2, 8]. Так, расходимость выходного пучка моды TEM_{mn}

$$\operatorname{tg}\theta'_{mn} = \frac{h_{mn\,F_n}}{|f_n|},$$

где $2h_{mn\,F_n}$ — диаметр моды пучка в передней фокальной плоскости последнего n-го компонента ЛОС; f_n — его переднее фокусное расстояние. Применяя формулу линейного увеличения [8], определяем в обратном ходе плоскость, оптически сопряженную с передней фокальной плоскостью n-го компонента, и находим $2h_{F_n}$. Далее, используя инвариант лазерного пучка (2), определяем размер перетяжки и параметр конфокальности выходного пучка.

Поскольку на выходе идеальной ЛОС для всех поперечных мод положение сечения перетяжки и параметр конфокальности одинаковы [1, 2], то характер амплитудно-фазового распределения сохраняется. Поэтому распределение поля в произвольной плоскости анализа, отсчитываемой от сечения перетяжки выходного гауссова пучка, описывается известным выражением [1, 2], в котором параметры пучка определяются по формулам (3).

Распределение поля гауссова пучка с учетом аберрационных и дифракционных искажений оптической системы. В соответствии со скалярной теорией дифракции распределение комплексной амплитуды поля $\psi'(x', y', z_{\text{ПА}})$ на выходе ЛОС можно определить используя формулу Рэлея — Зоммерфельда [7]:

$$\psi'(x', y', z_{\text{ПА}}) = -\frac{i}{\lambda}\iint\limits_{\Sigma} \psi(\xi, \eta)\cos\gamma\frac{\exp(ikr_{12})}{r_{12}}\,d\Sigma, \qquad (4)$$

где $\psi(\xi,\eta)$ — распределение комплексной амплитуды поля на выходе оптической системы; γ — угол между осью z и направлением от точки (ξ,η) к точке анализа $(x',y',z_{\text{ПА}})$; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; r_{12} — расстояние между точкой (ξ,η) на выходе оптической системы и точкой анализа $(x',y',z_{\text{ПА}})$. Интегрирование ведется по апертуре ЛОС Σ.

В работах [2,4] разложение волновой аберрации ЛОС от поперечных координат (ξ,η) на выходе ЛОС представлено в виде

$$W(\xi,\eta)=-\frac{h^2}{2f'}\left(1+\alpha h^2+\beta h^4+\omega h^6\right), \qquad (5)$$

где $h^2=\xi^2+\eta^2$; f' — заднее фокусное расстояние ЛОС; α,β,ω — коэффициенты, определяющие аберрации ЛОС 3-го, 5-го и 7-го порядков.

В частном случае тонкой линзы коэффициенты разложения волновой аберрации ЛОС рассчитывают по формулам:

$$\alpha=\frac{1}{4}\frac{\rho_1^3-\rho_2^3}{\rho_1-\rho_2};\quad \beta=\frac{1}{8}\frac{\rho_1^5-\rho_2^5}{\rho_1-\rho_2};\quad \omega=\frac{5}{64}\frac{\rho_1^7-\rho_2^7}{\rho_1-\rho_2},$$

где $\rho_{1,2}=1/r_{1,2}$ — кривизна преломляющей поверхности линзы; $r_{1,2}$ — радиусы кривизны преломляющих поверхностей линзы.

Волновая аберрация тонкого двухлинзового склеенного объектива описывается выражением (5), в котором коэффициенты α,β,ω имеют следующий вид:

$$\alpha=\sum_q \alpha_q\frac{\Phi_q}{\Phi};\quad \beta=\sum_q \beta_q\frac{\Phi_q}{\Phi};\quad \omega=\sum_q \omega_q\frac{\Phi_q}{\Phi},$$

$$\alpha_q=\frac{1}{4}\frac{\rho_q^3-\rho_{q+1}^3}{\rho_q-\rho_{q+1}},\quad \beta_q=\frac{1}{8}\frac{\rho_q^5-\rho_{q+1}^5}{\rho_q-\rho_{q+1}},\quad \omega_q=\frac{5}{64}\frac{\rho_q^7-\rho_{q+1}^7}{\rho_q-\rho_{q+1}},\quad q=1,2,$$

где $\Phi=1/f'=\Phi_1+\Phi_2$ — оптическая сила тонкого объектива; Φ_q — оптическая сила q-го компонента объектива ($\Phi_1=(n_1-1)(\rho_1-\rho_2)$, $\Phi_2=(n_2-1)(\rho_3-\rho_4)$); $n_{1,2}$ — показатель преломления марки стекла компонента объектива.

В фазовом множителе подынтегрального выражения дифракционного интеграла (4) расстояние между произвольными точками на линзе и в плоскости анализа представлено в виде степенного ряда с учетом четырех членов разложения. В частном случае фокусировки излучения оно имеет вид [2,4]

$$r_{12}=$$
$$=z_{\text{ПА}}\left[1+\frac{1}{2}\frac{(x'-\xi)^2+(y'-\eta)^2}{z_{\text{ПА}}^2}-\frac{1}{8}\left(\frac{h^2}{z_{\text{ПА}}^2}\right)^2+\frac{1}{16}\left(\frac{h^2}{z_{\text{ПА}}^2}\right)^3-\frac{5}{128}\left(\frac{h^2}{z_{\text{ПА}}^2}\right)^4\right].$$

Рассматривая преобразование гауссова пучка и считая в дифракционном интеграле (4) $\cos\gamma \approx 1$, $r_{12} \approx z_{\text{ПА}}$ (в знаменателе подынтегрального выражения), получаем в результате вычисления дифракционного интеграла [2, 4] распределение комплексной амплитуды поля в произвольной точке анализа после тонкой оптической системы:

$$\psi'(x', y', z_{\text{ПА}}) = A_0 \frac{e^{ikz_{\text{ПА}}}}{i\lambda z_{\text{ПА}}} \exp\left[i\frac{k}{2z_{\text{ПА}}}\left(x'^2 + y'^2\right)\right] \times$$

$$\times \iint\limits_{\Sigma} \exp\left[-\left(a\xi^2 + b_x\xi\right)\right] \exp\left[-\left(a\eta^2 + b_y\eta\right)\right] \times$$

$$\times \exp\left\{-i\frac{k}{2f'}\left[\omega_\Sigma h_{\max}^8 T_8(\rho) + h_{\max}^6\left(\beta_\Sigma + 2\omega_\Sigma h_{\max}^2\right) T_6(\rho) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + h_{\max}^4\left(\alpha_\Sigma + \frac{3}{2}\beta_\Sigma h_{\max}^2 + \frac{7}{4}\omega_\Sigma h_{\max}^4\right) T_4(\rho)\right]\right\} d\xi\, d\eta, \quad (6)$$

где

$$a = \frac{k}{2}B - i\frac{k}{2}\left(A + \frac{1}{z_{\text{ПА}}}\right); \quad b_x = i\frac{kx'}{z_{\text{ПА}}},\ b_y = i\frac{ky'}{z_{\text{ПА}}};$$

$$A = \frac{1}{R_0} - \frac{1}{f'} - \frac{h_{\max}^2}{f'}\left(\alpha_\Sigma + \frac{15}{16}\beta_\Sigma h_{\max}^2 + \frac{7}{8}\omega_\Sigma h_{\max}^4\right); \quad B = \frac{2}{kh_0^2};$$

$$\alpha_\Sigma = \alpha + \frac{1}{4}\frac{f'}{z_{\text{ПА}}^3}; \quad \beta_\Sigma = \beta - \frac{1}{8}\frac{f'}{z_{\text{ПА}}^5}; \quad \omega_\Sigma = \omega + \frac{5}{64}\frac{f'}{z_{\text{ПА}}^7}.$$

В этих выражениях A_0 и R_0 — амплитуда поля и радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка на оси на входе линзы; h_0 — размер входного пучка на линзе (по уровню $1/e^2$ от осевой интенсивности); $2h_{\max}$ — световой диаметр линзы; $T_8\left(\rho = h/h_{\max}\right)$, $T_6(\rho)$, $T_4(\rho)$ — полиномы Чебышева, наименее уклоняющиеся от нуля на отрезке $[-1, +1]$ [2, 10]; коэффициенты α_Σ, β_Σ и ω_Σ характеризуют аберрации оптической системы и свободного пространства.

При записи подынтегрального выражения (6) члены h^4, h^6, h^8 были выражены через полиномы Чебышева и сгруппированы по $T_8(\rho)$, $T_6(\rho)$, $T_4(\rho)$.

Так как величина A определяется коэффициентами α_Σ, β_Σ и ω_Σ, которые, в свою очередь, зависят от $z_{\text{ПА}}$, то A есть функция от $z_{\text{ПА}}$, т. е. $A = A(z_{\text{ПА}})$.

Пренебрегая членами с полиномами Чебышева 4-го, 6-го и 8-го порядков и расширяя пределы интегрирования до $\pm\infty$, после интегрирования получаем распределение поля с гауссовым распределением амплитуды поля в любом поперечном сечении. Этот пучок назван аберрационным гауссовым пучком. Его распределение комплексной

амплитуды поля определяется выражением [2, 4]

$$\psi'(x', y', z_{\text{ПА}}) = \\ = A_0 \frac{h_0}{h'(z_{\text{ПА}})} \exp\left[-\frac{x'^2 + y'^2}{h'^2(z_{\text{ПА}})}\right] \exp\left[i\left(kz_{\text{ПА}} - \frac{\pi}{\lambda}\frac{x'^2 + y'^2}{R'_{\Phi}(z_{\text{ПА}})}\right)\right]. \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет найти зависимости и параметры аберрационного гауссова пучка [2, 4]:

размер пучка в плоскости анализа по уровню интенсивности $1/e^2$

$$h'(z_{\text{ПА}}) = h_0\sqrt{(z_{\text{ПА}}A + 1)^2 + (z_{\text{ПА}}B)^2} = \\ = \frac{\lambda}{\pi h_0\sqrt{A^2 + B^2}}\sqrt{1 + \left[\frac{z_{\text{ПА}} + A/\left(A^2 + B^2\right)}{B/\left(A^2 + B^2\right)}\right]^2}; \quad (8)$$

радиус кривизны волнового фронта в точке $(0, 0, z_{\text{ПА}})$

$$R'_{\Phi}(z_{\text{ПА}}) = \frac{z_{\text{ПА}}^2(A^2 + B^2) + 2z_{\text{ПА}}A + 1}{z_{\text{ПА}}(A^2 + B^2) + A}; \quad (9)$$

угловая расходимость (по уровню интенсивности $1/e^2$)

$$2\theta'_{00} = 2h_0\sqrt{A_\infty^2 + B^2}, \quad (10)$$

где $A_\infty = \dfrac{1}{R_0} - \dfrac{1}{f'} - \dfrac{h_{\max}^2}{f'}\left(\alpha + \dfrac{15}{16}\beta h_{\max}^2 + \dfrac{7}{8}\omega h_{\max}^4\right)$;

положение перетяжки выходного пучка s'_p относительно последней поверхности оптической системы и размер пучка h'_p в этом сечении (по уровню интенсивности $1/e^2$) соответственно

$$s'_p = -\frac{A\left(s'_p\right)}{\left[A\left(s'_p\right)\right]^2 + B^2}; \quad h'_p = \frac{\lambda}{\pi}\frac{1}{h_0\sqrt{\left[A\left(s'_p\right)\right]^2 + B^2}}. \quad (11)$$

Согласно выражениям (7)–(11), распределение поля, зависимости и параметры аберрационного гауссова пучка определяются аберрациями оптической системы и свободного пространства (они вошли в величину A). Поэтому данный пучок гораздо ближе по форме к реальному пучку.

Используя формулы (10), (11), получаем выражения для инварианта и параметра M^2 аберрационного гауссова пучка:

$$J_{\text{аб}} = \frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{A_\infty^2 + B^2}{\left[A\left(s'_p\right)\right]^2 + B^2}}; \quad M^2_{\text{аб}} = \sqrt{\frac{A_\infty^2 + B^2}{\left[A\left(s'_p\right)\right]^2 + B^2}}. \quad (12)$$

Исследование дифракционных искажений поля лазерного пучка

выполнено в работе [2], где показано, что ошибка определения размера пучка зависит от отношения светового диаметра линзы и диаметра огибающей пучка на ней ($2h_{\max}/2h_0$). Приведенные в этой работе результаты исследований позволяют сделать следующий вывод: размер перетяжки увеличивается в $1,32$ раза при $2h_{\max}/2h_0 = 1{,}0$; в $1{,}08$ раза при $2h_{\max}/2h_0 = 1{,}5$ и в $1{,}008$ раза при $2h_{\max}/2h_0 = 2{,}0$.

Геометрооптическое описание преобразования гауссова пучка оптической системой. При геометрическом подходе используют метод лучевых пакетов [2, 11].

Совместив центр системы координат с центром перетяжки гауссова пучка, для распределения относительной интенсивности поля в произвольной точке наблюдения (x, y, z) получим

$$\bar{I}_{00}(x, y, z) = \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda}\frac{z_{\text{к}}}{z^2 + z_{\text{к}}^2}\left(x^2 + y^2\right)\right]. \qquad (13)$$

В цилиндрических координатах (ρ, φ, z) поверхность равной относительной интенсивности имеет вид

$$\frac{\rho^2}{\rho_0^2} - \frac{z^2}{z_{\text{к}}^2} = 1. \qquad (14)$$

Здесь $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\rho_0^2 = x_0^2 + y_0^2$, причем $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от точки наблюдения в пучке до оси пучка, а ρ_0 — размер пучка в сечении перетяжки ($z = 0$), соответствующий тому же уровню плотности мощности, что и точка наблюдения (x, y, z).

Зависимость (14) описывает однополостный гиперболоид вращения. Поэтому лазерный пучок с распределением относительной интенсивности поля (13) можно рассматривать как совокупность вложенных гиперболоидов вращения вида (14) с одинаковым параметром конфокальности $z_{\text{к}}$ и разными размерами пучка в сечении перетяжки ρ_0, соответствующими различным уровням энергии (рис. 1).

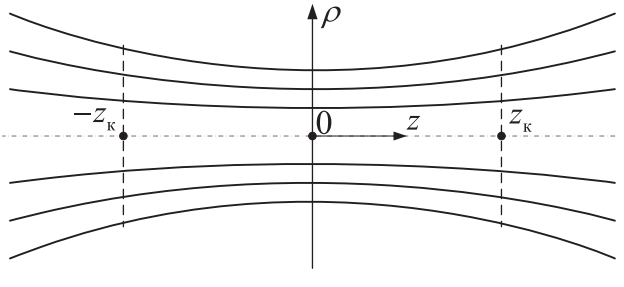


Рис. 1. Линии равной относительной интенсивности

Для однополостного гиперболоида (14) выражения для направляющих векторов $\vec{\mathrm{v}}_1$ и $\vec{\mathrm{v}}_2$ его прямолинейных образующих имеют вид [11]

$$\vec{\mathrm{v}}_{1,2} = \left\{ \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \left(\frac{xz}{z_\text{к}} \pm y \right);\ \frac{\rho_0^2}{\rho^2} \left(\frac{yz}{z_\text{к}} \mp y \right);\ z_\text{к} \right\}. \qquad (15)$$

Лучевым пакетом называется семейство всех лучей с направляющими векторами $\vec{\mathrm{v}}_1$ или $\vec{\mathrm{v}}_2$, принадлежащих одному однополостному гиперболоиду (рис. 2). Поскольку лучевой пакет описывает часть пучка только на одном уровне плотности мощности (одном значении относительной интенсивности), то весь пучок представляется совокупностью лучевых пакетов.

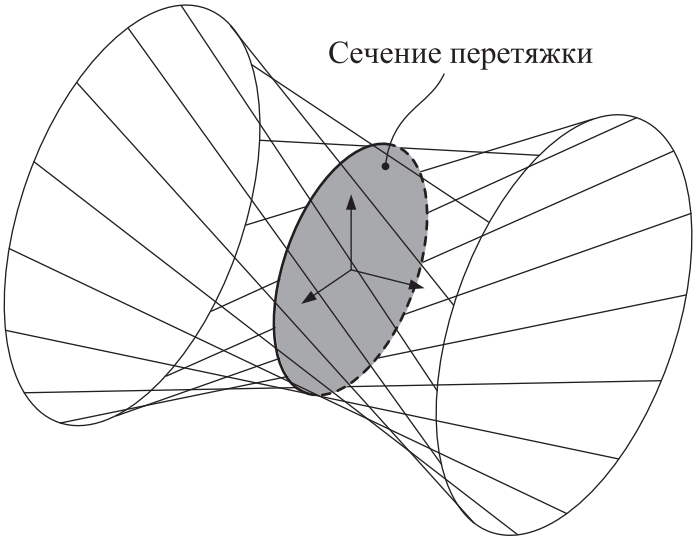


Рис. 2. Лучевой пакет

Используя известные алгоритмы расчета хода луча через оптическую систему [8, 9], определяют параметры каждого лучевого пакета на выходе ЛОС.

Несмотря на то, что метод лучевого пакета базируется на геометрической теории, и в нем для описания лазерных полей используются лучи, он достаточно строго обоснован теоретически и на практике дает адекватные с волновой теорией результаты [12–15].

Заключение. Рассмотренные в статье методы расчета преобразования лазерного излучения оптическими системами позволяют сделать следующие выводы: 1) разработаны методы расчета распределения поля и параметров лазерного пучка на выходе идеальной ЛОС; 2) для комплексной амплитуды поля на выходе реальной ЛОС в случае основной моды получено приближенное аналитическое выражение,

а для многомодового пучка разработана методика численными методами; 3) разработанные методы (аналитические и расчетные) позволяют описать искажение основной моды лазерного пучка и проводить синтез ЛОС с малыми искажениями выходного поля.

В связи с этим представляется актуальной разработка методов расчета комплексной амплитуды поля на выходе оптической системы для многомодового лазерного излучения и отдельно для высших поперечных мод. Это обусловлено их широким применением в задачах лазерной технологии при использовании мощных лазеров (волоконных, дисковых, газовых и др.). Кроме того, весьма важно анализировать лучевую стойкость элементов оптической системы и ее термоаберрации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы. — М.: Радио и связь, 1982. — 456 с.
2. Пахомов И.И., Цибуля А.Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. — М.: Радио и связь, 1986. — 152 с.
3. ГОСТ Р ИСО 11146–1–2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Ч. 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки. Введен 01.01.2010. — М.: Стандартинформ, 2010. — 13 с.
4. Пахомов И.И. Расчет преобразования лазерного пучка в оптических системах. — М.: МВТУ, 1984. — 54 с.
5. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Мир, 1974. — 457 с.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 856 с.
7. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. — М.: Физматлит, 2004. — 320 с.
8. Прикладная оптика / М.И. Апенко и др. — М.: Машиностроение, 1992. — 480 с.
9. Русинов М.М., Грамматин А.П., Иванов П.Д. Вычислительная оптика: справочник. — М.: ЛКИ, 2008. — 423 с.
10. Пашковский С. Вычислительные применения многочленов и рядов Чебышева. — М.: Наука, 1983. — 384 с.
11. Аберрационный синтез оптических систем, предназначенных для преобразования лазерных пучков / П.А. Носов, В.Ю. Павлов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков // Оптический журнал. — 2011. — Т. 78; № 9. — С. 34–44.
12. Цибуля А.Б., Чертов В.Г., Шерешев А.Б. Пространственная структура лазерных пучков и геометрическая оптика // Оптико-механическая промышленность. — 1977. — № 10. — С. 66–72.
13. Быков В.П., Вайнштейн Л.А. Геометрическая оптика открытых резонаторов // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47; № 8. — С. 508–517.
14. Кравцов Ю.А. Об одной модификации метода геометрической оптики // Изв. вузов. Радиофизика. — 1965. — Т. 7; № 4. — С. 664–673.
15. Кравцов Ю.А. Модификация метода геометрической оптики для волны, просачивающейся через каустику // Изв. вузов. Радиофизика. — 1965. — Т. 8; № 4. — С. 659–667.

Статья поступила в редакцию 04.10.2012