

# Оптимальная двухзеркальная система для фокусировки лазерного излучения

А.В.Гитин

*Рассмотрена оптическая система для фокусировки лазерного излучения, состоящая из параболического и эллиптического зеркал. С помощью метода элементарных отображений показано, что при определенном взаимном расположении этих зеркал концентрация лазерного излучения на мишени максимальна.*

**Ключевые слова:** внеосевые параболический и эллиптический отражатели, метод элементарных отображений, фокусировка лазерного излучения, критерий оптимизации.

## 1. Введение

Актуальной задачей для современных исследований взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом является создание оптической системы, фокусирующей излучение УКИ со сверхвысокой пиковой мощностью в пятно минимального размера. В настоящее время для фокусировки такого импульсного излучения используют светосильный внеосевой параболический зеркальный отражатель, а для увеличения концентрации излучения в пятне рассеяния – электронную адаптивную систему, управляющую деформируемым зеркалом [1–3]. Отметим, что при фокусировке излучения УКИ (длительность менее 100 фс) электронная адаптивная система в принципе не может работать в режиме реального времени, она лишь выбирает по «пристрелочному» импульсу форму деформируемого зеркала, при которой концентрация энергии в световом пятне максимальна.

Исследования методом элементарных отображений показали [4], что размер светового пятна в фокусе параболического отражателя зависит от области падения светового пучка на отражатель. Поэтому распределение освещенности в световом пятне в фокусе внеосевого параболического отражателя ассиметрично даже при однородной расходимости падающего лазерного пучка. В [5] отмечено, что ассиметрию в распределении освещенности по световому пятну, создаваемую одним внеосевым отражателем, можно скомпенсировать другим внеосевым отражателем. Форму этого дополнительного отражателя может, конечно, подобрать электронная адаптивная система с деформируемым зеркалом, но ее можно рассчитать и аналитически.

В настоящей работе для достижения максимальной концентрации лазерного излучения на мишени предлагается дополнить главный параболический внеосевой отражатель вспомогательным эллиптическим внеосевым от-

ражателем, а их взаимное расположение оптимизировать по критерию квазиосесимметричности с помощью метода элементарных отображений.

## 2. Метод элементарных отображений

Известно, что идеальная линза не только собирает все световые лучи, исходящие из точки  $A$  на оптической оси, в оптически сопряженную точку  $A'$ , но и отображает плоский объект в плоское изображение с одним и тем же поперечным увеличением  $m$  независимо от того, через центр или по периферии апертуры проходит формирующий изображение тонкий пучок световых лучей (рис. 1, а). Эллиптический зеркальный отражатель также собирает все световые лучи, исходящие из первого фокуса эллипса (точка  $O$ ), в его втором фокусе (точка  $O'$ ), но увеличение этого отражателя зависит от направления распространения тонкого пучка световых лучей (рис. 1, б).

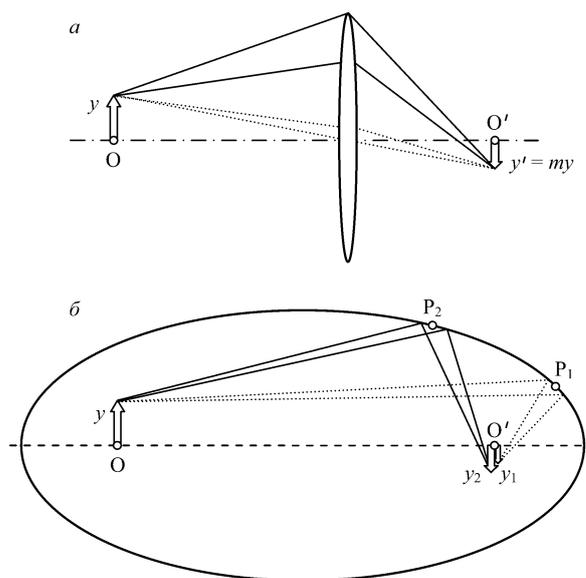


Рис. 1. Поперечное увеличение для идеальной линзы (а) и для зеркального эллипса (б) в случае тонкого пучка световых лучей, проходящих через центр или по периферии оптической системы.

A.V.Gitin. Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, Max-Born-Str. 2A, 12489 Berlin, Germany; www.mbi-berlin.de, e-mail: andrey.gitin@gmx.de

Поступила в редакцию 17 апреля 2008 г., после доработки – 17 февраля 2009 г.

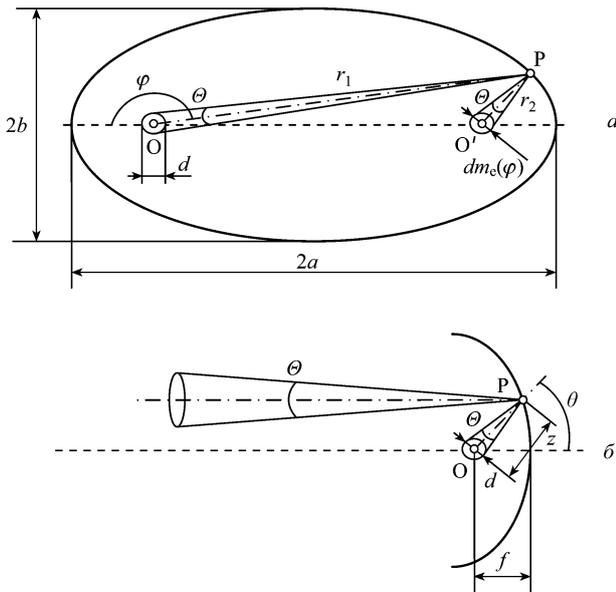


Рис.2. Метод элементарных отображений для эллиптического (а) и параболического (б) отражателей.

В работе [4] показано, что аналитически исследовать эту особенность зеркальных отражателей проще всего методом элементарных отображений. Суть этого метода состоит в том, что каждая точка Р, например эллиптического отражателя, рассматривается как центр двух элементарных гомоцентрических пучков световых лучей: падающего от «шаровидного» источника, размещенного в первом фокусе О, и формирующего его «шаровидное» изображение в окрестности заднего фокуса О' (рис.2,а). Согласно закону отражения телесные углы этих гомоцентрических пучков равны, поэтому диаметр изображения «шаровидного» источника зависит от отношения расстояний  $|OP| = |r_1| = a(1 - \epsilon^2)/(1 + \epsilon \cos \varphi)$  и  $|PO'| = |r_2| = 2a - |r_1|$ . Здесь  $a$  – большая полуось эллипса,  $\epsilon$  – его эксцентриситет ( $\epsilon < 1$ ), а  $\varphi$  – угол, под которым из первого фокуса О видна точка Р. Заметим, что поскольку в методе элементарных отображений используется отображение «шаровидного» источника, то фокусирующие возможности отражателя удобно характеризовать «шаровым локальным увеличением»  $m_e(\varphi)$ , выражение для которого в случае эллиптического отражателя (рис.2,а) имеет вид

$$m_e(\varphi) = \frac{|r_2|}{|r_1|} = \frac{2}{1 - \epsilon^2} (1 + \epsilon \cos \varphi) - 1. \quad (1)$$

В пределе, устремив эксцентриситет  $\epsilon$  к единице, эллипс вырождается в параболу. Параболический зеркальный отражатель преобразует тонкий пучок лучей с угловой расходимостью  $\theta$ , падающих на параболический отражатель в окрестности точки Р(θ), в фокальное круглое пятно (рис.2,б), диаметр которого

$$d(\theta) \equiv m_p(\theta)\theta, \quad (2)$$

т. е. «шаровое локальное увеличение» параболического отражателя [4]

$$m_p = |OP| = \frac{2f}{1 + \cos \theta}, \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол, под которым из первого фокуса О видна точка Р;  $f$  – расстояние между фокусом и вершиной параболического отражателя.

### 3. Двухзеркальная фокусирующая система и эквивалентная ей линзовая система

Поскольку дополнительный отражатель должен без aberrаций перенести изображение из точки О в точку О', то естественно, что этот отражатель должен иметь форму эллипса с фокусами в точках О и О'. Рассмотрим двухзеркальную фокусирующую систему, состоящую из параболического и эллиптического внеосевых отражателей, причем фокус параболического отражателя совпадает с первым фокусом эллипсоида (рис.3,а). В такой оптической системе тонкий пучок лучей с угловой расходимостью  $\theta$ , отразившись от параболического отражателя в окрестности точки Р(θ), проходит через первый фокус О эллиптического отражателя, отражается от этого отражателя в окрестности точки Q, фокусируется в оптически сопряженной точке Р' и формирует в окрестности второго фокуса эллипса О' круглое пятно диаметром  $d(\theta)$ . Здесь  $\theta$  – угол наклона оси пучка, отраженного от параболического отражателя в окрестности точки Р. Из рис.3,а видно, что описанная фокусирующая оптическая система имеет только одну степень свободы: компенсирующий эллипсоидный отражатель с эксцентриситетом  $\epsilon$  можно наклонить под произвольным углом Δ к перпендикуляру

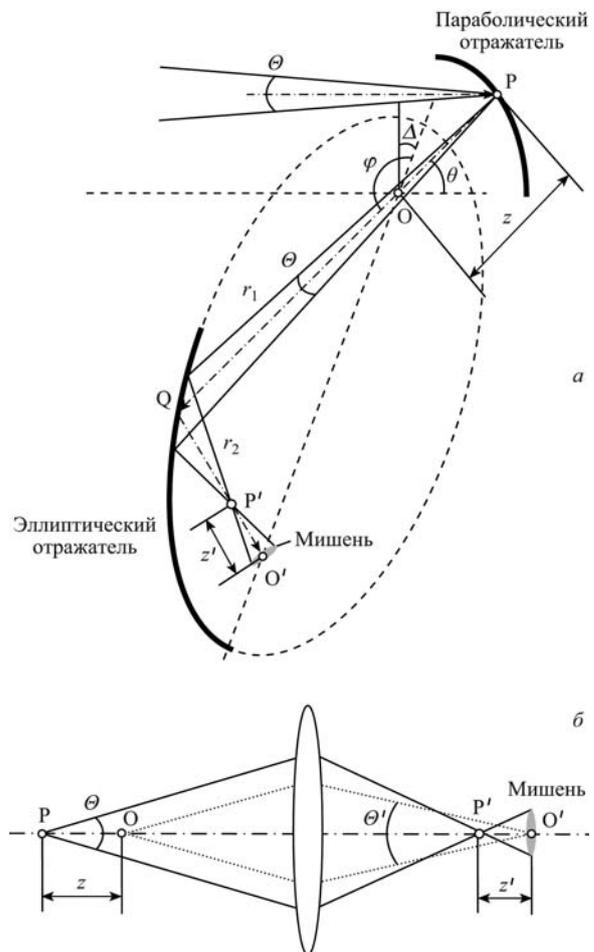


Рис.3. Параболически-эллиптическая зеркальная фокусирующая система (а) и эквивалентная ей линзовая фокусирующая система (б); здесь  $|r_1| = |OQ|$ , а  $|r_2| = |QO'|$ .

к оптической оси параболоида. Следовательно, углы отражения светового луча в эллипсоиде ( $\varphi$ ) и параболоиде ( $\theta$ ) связаны соотношением

$$\varphi = \Delta + \pi/2 + \theta. \tag{4}$$

Найдем «шаровое локальное увеличение» двухзеркальной фокусирующей системы  $m_{\Sigma}(\theta, \Delta)$ , т.е. коэффициент пропорциональности между расходимостью  $\Theta$  падающего пучка лучей и диаметром  $d$  формируемого этой системой пятна рассеяния:

$$d = m_{\Sigma}(\theta, \Delta)\Theta. \tag{5}$$

При теоретических построениях часто удобно заменить зеркальную оптическую систему аналогичной ей линзовой оптической системой и выводы, полученные для линзовой системы, перенести на зеркальную систему. Описанная зеркальная фокусирующая система с ломаной оптической осью  $POQP'O'$  (рис.3,а) эквивалентна линзовой фокусирующей системе с прямой оптической осью  $POP'O'$  (рис.3,б), формирующей в окрестности точки  $O'$  круглое пятно диаметром  $d$ .

Точки  $P'$  и  $O'$  оптически сопряжены с точками  $P$  и  $O$  соответственно, а расстояния между ними  $|P'O'| = z'$  и  $|PO| = z$  связаны формулой Максвелла [6]

$$z' = mm_0z, \tag{6}$$

где  $m_0$  – увеличение для оптически сопряженных точек  $O$  и  $O'$ , а  $m$  – для оптически сопряженных точек  $P$  и  $P'$ . Поскольку в точках  $P$  и  $P'$  линзовой системы выполняется условие синусов Аббе ( $m \sin \Theta' = \Theta$ ), то в малоугловом приближении имеем

$$\Theta' \approx \Theta/m. \tag{7}$$

Выходящий из точки  $P$  тонкий пучок световых лучей с угловой расходимостью  $\Theta$  после прохождения через такую фокусирующую систему соберется в оптически сопряженной точке  $P'$  и сформирует в окрестности точки  $O'$  пятно рассеяния диаметром  $d$ , причем (рис.3,б)

$$d = z'\Theta'. \tag{8}$$

Подставляя выражения (6) и (7) в формулу (8), получаем

$$d = (zm_0)\Theta, \tag{9}$$

где  $zm_0$  – «шаровое суммарное увеличение» линзовой фокусирующей системы.

Поскольку для линзовой фокусирующей системы и аналогичной ей двухзеркальной фокусирующей системы выполняются соотношения  $z = m_p(\theta)$  и  $m_0 = m_c(\varphi)$ , то из сравнения формул (5) и (9) следует, что «шаровое локальное увеличение» двухзеркальной фокусирующей системы  $m_{\Sigma}$  равно произведению «шаровых локальных увеличений» параболического ( $m_p$  (3)) и эллиптического ( $m_c$  (1)) отражателей, т.е. с учетом выражения (4) имеем

$$m_{\Sigma}(\theta, \Delta) \equiv m_p(\theta) m_c(\Delta + \pi/2 + \theta) = \left\{ \frac{2}{1 - \varepsilon^2} [1 - \varepsilon \sin(\theta + \Delta)] - 1 \right\} \frac{2f}{1 + \cos \theta}. \tag{10}$$

Таким образом, «шаровое локальное увеличение» рассмотренной двухзеркальной фокусирующей системы и, следовательно, распределение освещенности в формируемом световом пятне, зависят от углов  $\Delta$  и  $\theta$ , а также от эксцентриситета  $\varepsilon$  эллипсоидного отражателя.

#### 4. Оптимизация двухзеркальной фокусирующей системы по критерию квазиосесимметричности

Для разных точек  $P(\theta)$  параболический отражатель фокусирует расходящееся лазерное излучение в световые пятна разного диаметра, причем световое пятно, формируемое параболическим отражателем, тем больше, чем больше смещение точки  $P(\theta)$  от оптической оси отражателя. Таким образом, при внеосевом падении светового пучка в фокусе параболического отражателя (рис.2,б) формируется несимметричное световое пятно (рис.4,а).

Конечно, равномерно сконцентрировать энергию в световом пятне может только изопланарная фокусирующая система [7], т.е. система, инвариантная к смещению точки  $P(\theta)$  (рис.4,б). Однако для максимальной концентрации энергии в световом пятне важна не столько равномерность распределения освещенности в нем, сколько его минимальный диаметр. Диаметр светового пятна пропорционален фокусному расстоянию системы, а создать короткофокусную изопланарную зеркальную систему технологически очень сложно.

Как показано выше, возможным компромиссом между относительно легко технологически реализуемым короткофокусным внеосевым параболическим отражателем, формирующим несимметричное световое пятно, и технологически недоступным короткофокусным изопланарным отражателем, формирующим равномерное распределение освещенности в световом пятне, является двухзеркальная фокусирующая система параболический отражатель – эллиптический отражатель. В ней изменение «шарового увеличения» первого внеосевого отражателя компенсируется изменением «шарового увеличения» второго внеосевого отражателя, и тем самым можно добиться квазиосесимметричности распределения освещенности в световом пятне, когда при монотонном смещении центра  $P(\theta)$  элементарного светового пучка по парабо-

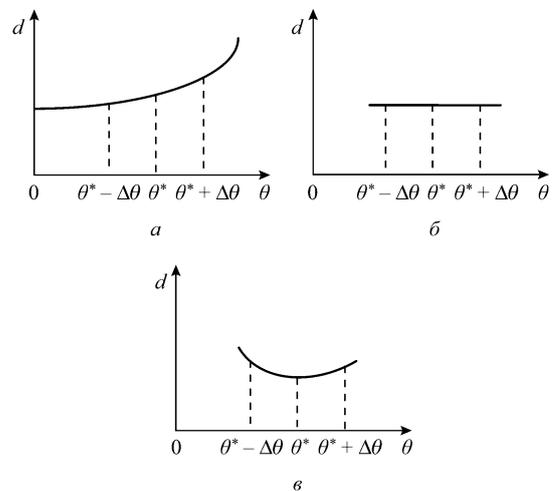


Рис.4. Зависимости диаметра  $d$  светового пятна от угла  $\theta$  в окрестности угла  $\theta^*$  для внеосевой (а), изопланарной (б) и квазиосесимметричной (в) фокусирующих систем.

лическому отражателю двухзеркальной фокусирующей системы (рис.3) диаметр светового пятна сначала уменьшается, а затем возрастает (рис.4,б).

Пусть ось симметрии лазерного пучка пересекает параболический отражатель при угле  $\theta = \theta^*$ , соответствующем формированию светового пятна минимального диаметра. В этом случае, поскольку энергия излучения гауссова лазерного пучка максимальна на его оси, результирующая квазиосесимметричная фокусирующая система сконцентрирует энергию излучения в световом пятне лучше, чем внеосевое параболическое зеркало (но все же хуже, чем воображаемая изопланарная фокусирующая система).

Предлагается оптимизировать описанную выше двухзеркальную фокусирующую систему по критерию квазиосесимметричности. С учетом пропорциональности диаметра светового пятна  $d$  «шаровому увеличению» двухзеркальной фокусирующей системы  $m_{\Sigma}(\theta, \Delta)$  (см. (5)) при произвольной расходимости падающего светового пучка  $\Theta$  критерий квазиосесимметричности можно формально записать в виде

$$\frac{dm_{\Sigma}(\theta, \Delta)}{d\theta} = 0. \quad (11)$$

Пусть ось светового пучка пересекает параболический отражатель в точке  $P(\theta^*)$ , тогда, согласно критерию (11), параметры оптимальной двухзеркальной системы, фокусирующей расходящийся световой пучок в световое пятно с квазиосесимметричным распределением освещенности, можно определить, про дифференцировав выражение (10), т. е. решив уравнение

$$\frac{dm_{\Sigma}(\theta, \Delta)}{d\theta} = \frac{d}{d\theta} \left\{ [(1 + \varepsilon^2) - 2\varepsilon \sin(\theta + \Delta)] \frac{1}{1 + \cos \theta} \right\} = 0. \quad (12)$$

Таким образом, при угле наклона эллиптического вспомогательного зеркала

$$\Delta = \Delta^* = \arccos\left(\frac{1 + 2\varepsilon^2}{2\varepsilon} \sin \frac{\theta^*}{2}\right) - \frac{\theta^*}{2} \quad (13)$$

двухзеркальная система сфокусирует расходящийся световой пучок в пятно с квазиосесимметричным распределением освещенности.

Преимущество оптимизированной для угла  $\theta^*$  квазиосесимметричной двухзеркальной фокусирующей системы перед традиционным внеосевым параболическим отражателем проявляется, если при смещении оси пучка по поверхности параболического отражателя угол  $\theta$  лежит внутри интервала  $\theta^* \pm \Delta\theta$  (см. рис.4).

## 5. Выводы

1. Для фокусировки ультракоротких импульсов со сверхвысокой пиковой мощностью можно использовать двухзеркальную фокусирующую систему, состоящую из параболического и эллиптического внеосевых отражателей.

2. «Шаровое локальное увеличение» такой двухзеркальной фокусирующей системы (7) равно произведению «шаровых локальных увеличений» параболического (3) и эллиптического (1) отражателей.

3. Вид распределения освещенности в формируемом световом пятне зависит от угла  $\Delta$  (угла между оптической осью эллипсоидного отражателя и перпендикуляром к оптической оси параболического отражателя), а также от эксцентриситета  $\varepsilon$  эллипсоидного отражателя.

4. Для оптимизации двухзеркальной фокусирующей системы может быть использован критерий квазиосесимметричности (11). В световом пятне квазиосесимметричной фокусирующей системы энергия лазерного излучения сконцентрирована лучше, чем в световом пятне внеосевой фокусирующей системы, но хуже чем в световом пятне изопланарной фокусирующей системы.

5. Формула (13) позволяет при выбранном смещении  $P(\theta^*)$  оси падающего пучка относительно оси симметрии параболического отражателя и заданном эксцентриситете  $\varepsilon$  эллипсоидного отражателя определить угол  $\Delta^*$ , при котором распределение освещенности в формируемом световом пятне квазиосесимметрично.

1. Bahk S.-W., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Saleh N., Yanovsky V., in *Ultrafast Opt. IV* (Berlin: Springer-Verlag, 2004, Vol. 95, p. 329).
2. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **29**, 2837 (2004).
3. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Appl. Phys. B*, **80**, 823 (2005).
4. Гитин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 307 (2007).
5. Kingslake R. (Ed.) *Applied Optics and Optical Engineering* (New York: Acad. Press Inc., 1969, Vol. 5, Ch. 2, pp 195–228).
6. Гитин А.В. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 183 (1987).
7. Гитин А.В. *Оптический журн.*, **60** (6), 12 (1993).