УДК 621.375.826:621

ОПИСАНИЕ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

© А. С. Козырев, В. В. Романенко, к.т.н., доцент, В. Л. Дубнюк, НТУУ «КПИ», Киев, Украина

Запропоновано вид апроксимуючої функції для розподілу інтенсивності по перетину лазерного променя в абсолютному та нормованому видах. Запропоновано розрахункову схему розбиття перетину променя на кільцеві й радіальні зони. Отримані вирази для початкових координат променів та визначено енергетичні характеристики кожного променя в залежності від цих координат.

The kind of approximating function for intensity distribution the intensity distribution over the cross section of the laser beam, in absolute and normalized forms is considered. The calculation scheme of beam splitting by circular and radial zones is offered. Expressions for initial co-ordinates of beams are gained and power characteristics of each beam depending on these co-ordinates are defined.

Постановка проблемы

Лазерные технологии широко распространены в полиграфической промышленности. Моделирование таких процессов возможно в том случае, если известна не только геометрия лазерного луча в области каустики, но и пространственно-временное распределение мощности излучения. Упрощенный подход, заключающийся в замене реального распределения интенсивности по сечению луча более простым, например идеальным гауссовским или равномерным, вносит погрешность в результаты моделирования.

Цель работы

Для адекватного описания процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом необходимо создать модель лазерного луча, на основании которой можно было бы описать распределение энергии лазерного излучения для любой пространственно-временной точки. Поскольку предсказать достаточно точно энергетические параметры конкретного оборудования невозможно, они должны быть измерены и на основании этих измерений должна быть создана модель переноса энергии лазерным излучением.

В идеальном резонаторе интенсивность основной моды описывается распределением Гаусса:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right). \quad (1)$$

Здесь $r^2 = y^2 + z^2$ — расстояние от оси пучка, ω_0 играет роль масштабного множителя [1]. Однако в реальных резонаторах распределение интенсивности может отличаться от распределения в идеальном резонаторе. Причинами этого могут быть разъюстировка зеркал резонатора, несовпадение оси активного элемента с осью резонатора, тепловые деформации активного элемента, неидеальная форма зеркал резонатора [2]. Кроме того, неодинаковая освещенность активного элемента по сечению может привести к смещению точки с максимумом интенсивности от центра. Важную роль играет также то обстоятельство, что в реальном резонаторе практически невозможно предсказать количество возбуждаемых мод и распределение суммарной интенсивности по модам различных порядков.

В связи с этим исходное распределение интенсивности по сечению излучения необходимо определять экспериментально, с последующей аппроксимацией. В качестве аппроксимирующей функции можно предложить:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{(y-y_c)^2}{\omega_y^2} - \frac{(z-z_c)^2}{\omega_z^2}\right). \quad (2)$$

В этом выражении y_c и z_c — координаты точки в сечении пучка, где интенсивность максимальна, ω_y^2 и ω_z^2 — масштабные коэффициенты по осям y и z соответственно. В общем случае распределение интенсивности может оказаться не осесимметричным, то есть $\omega_y^2 \neq \omega_z^2$. Рассчитать неизвестные параметры y_c, z_c, ω_y^2 и ω_z^2 можно по методу наименьших квадратов на основании экспериментальных данных, полученных, например, методом сканирующей диафрагмы [3, 4]. Поскольку диаметр луча в сканируемом сечении пучка отличается от размера луча в перетяжке, удобно перейти к относительным (приведенным) единицам измерения, разделив интенсивность на максимальную интенсивность, а y, z, ω_y и ω_z разделить на радиус пучка в сканируемом сечении. В этом случае координаты y и z, будут в пределах от –1 до +1, а интенсивность — в пределах от 0 до 1. Таким образом, можно приравнять $I_0 = 1$. Для упрощения расчетов в МНК удобно заменить функцию отклика её натуральным логарифмом: $I' = \ln(I)$. Окончательно заменяем выражение (2) на:

$$I' = -(y-y_c)^2\omega_y^{-2} - (z-z_c)^2\omega_z^{-2}. \quad (3)$$

Остается определить мощность, переносимую единичным лучом, в зависимости от координат этого луча. Для этого представим сечение луча в виде круга, разделенного на кольцевые участки, которые, в свою очередь, разделены на сектора, каждый из которых будет источником одного луча (рис.). Очевидно, что количество кольцевых участков будет равно $N_r = \frac{r}{\Delta_r}$, где Δ_r — шаг по радиусу и, одновременно, радиус центральной (круговой) зоны. Примем центральную зону за начало отсчета. Её площадь будет $S_1 = \pi(\Delta_r)^2$.

Для получения координат узловых точек, которые будут являться начальными точками лучей, воспользуемся методами, применяемыми при аппроксимации аберраций, поскольку очевидно, что итоговое распределение поля на мишени является следствием сферических аберраций на элементах оптической системы [5]. В соответствии с этим, для нахождения узловых точек потребуем максимальной обусловленности конструкционной матрицы. Тогда, если индекс кольцевой зоны i принимает значения $[1..N_r]$, число радиальных зон в кольцевой будет $N_i = 2i - \mathrm{int}\left(\frac{1}{i}\right)$.

Площадь i-й кольцевой зоны будет

$$S_i = \pi\Delta_r^2 i^2 - \pi\left(\Delta_r\right)^2 (i-1)^2 = \pi\Delta_r^2(2i-1). \quad (4)$$

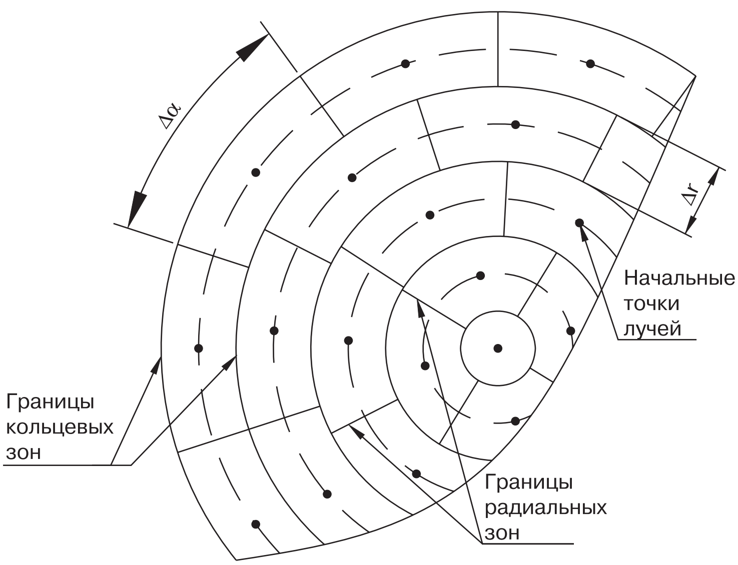
Если каждая кольцевая зона разбивается на радиальные зоны одинаковой площади (элементарные площадки), то площадь каждой элементарной площадки в i-й кольцевой зоне будет $S_{iэ} = \frac{S_i}{N_i}$. Или для кольцевой зоны, начиная со второй:

$$S_{iэ} = \pi\Delta_r^2 \frac{2i-1}{2i}. \quad (5)$$

Общее количество лучей в лучевом пакете:

$$N_\Sigma = 1 + \sum_{i=2}^{N_r} 2i = N_r^2 + N_r - 1. \quad (6)$$

Таким образом, каждую элементарную площадку, а, следовательно, и каждый луч пакета



Разбиение сечения луча на кольцевые и радиальные зоны

R_{ij} можно характеризовать двумя индексами i и j, из которых первый — индекс кольцевой зоны ($i = 1...N_r$), второй — индекс сектора кольцевой зоны ($j = 1..N_i$). Координаты начала каждого луча могут быть определены в цилиндрических координатах радиус-вектором r и углом поворота φ:

$$\begin{cases} \rho_i = \Delta_r\left(i - \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\mathrm{int}\left(\frac{1}{i}\right)\right) \\ \varphi_{ij} = \frac{360^\circ}{N_i}(j-1) + \alpha \end{cases}. \quad (7)$$

Здесь N_i — количество радиальных зон в i-й кольцевой зоне ($I = 1..N_r$), j — индекс радиальной зоны ($j = 1..N_i$). Начальный угол поворота α введен исключительно из соображений более равномерного заполнения сечения луча узловыми точками (начальными координатами лучей) и может быть представлен в виде:

$$\alpha = \left(\frac{360^\circ}{N_i}\bigg|_{i=2} - \frac{360^\circ}{N_i}\bigg|_{i=N_r}\right)\frac{1}{N_r - 1} = \left(90^\circ - \frac{180^\circ}{N_r}\right)\frac{1}{N_r - 1}. \quad (8)$$

Или в декартовой системе координат:

$$\begin{cases} y_{ij} = \rho_i \cos(\varphi_{ij}) \\ z_{ij} = \rho_i \sin(\varphi_{ij}) \end{cases}. \quad (9)$$

Снимаемая с одной элементарной площадки за всё время действия импульса мощность равна:

$$P_{ij} = \iint_{S_{ij}} I dS, \quad (10)$$

где S_{ij} — площадь элементарной площадки. Однако, интеграл от функции вида (2) не может быть представлен в замкнутой форме. Для его вычисления, учитывая, что шаг по радиусу Δ_r достаточно мал, можно воспользоваться теоремой о среднем значении двойного интеграла:

$$P_{ij} = S_{ij} \cdot I(y_{ij}, z_{ij}), \quad (11)$$

где $I(y_{ij}, z_{ij})$ — значение интенсивности в точке начала луча. Тогда вся мощность импульса может быть рассчитана по формуле

$$P_\Sigma = \sum_{i=1}^{N_r}\sum_{j=1}^{N_i} P_{ij}. \quad (12)$$

Остается определить мощность, снимаемую с элементарной площадки за некий временной промежуток Δt внутри всего импульса длительностью τ. Очевидно, что форма распределения интенсивности (2) определяется масштабным множителем I_0, причем этот множитель меняется во времени, т.е. выражение (2) можно записать, как:

$$I = I_0(t)\exp\left(-\frac{(y-y_c)^2}{\omega_y^2} - \frac{(z-z_c)^2}{\omega_z^2}\right). \quad (13)$$

Если для определения распределения интенсивности по сечению луча пользоваться методом сканирующей диафрагмы, то можно в процессе измерения получить неточные значения абсолютных величин интенсивности, что приведет к погрешности распределения (например, систематическая погрешность из-за неправильно определенной площади диафрагмы). Чтобы этого избежать, можно перейти к относительным величинам, приняв максимальную интенсивность в точке с координатами (y_c, z_c) за единицу ($I_{max} = 1$). Далее, очевидно, что, поскольку мощность и интенсивность прямо пропорциональны и связаны линейной зависимостью, можно предположить, что форма распределения мощности будет такой же, как у интенсивности.

Определим спадание интенсивности (мощности) в узле R_{ij} относительно максимума:

$$\mu_{ij} = \frac{I(y_c, z_c)}{I_{max}} = \exp\left(\frac{(y-y_c)^2}{\omega_y^2} - \frac{(z-z_c)^2}{\omega_z^2}\right). \qquad (14)$$

Для определения текущего значения мощности необходимо сначала определить форму импульса. Осциллограмма импульса дает зависимость мощности от времени в относительных единицах. Для выявления количественной зависимости P(t) полученную точечно-заданную функцию необходимо аппроксимировать, например, разложив в ряд Фурье, сплайном или кусочно-линейной функцией. Суммарную энергию импульса можно определить, как:

$$E = \int_0^{\tau} P(t)\,dt \qquad (15)$$

Очевидно, что текущее значение мощности будет представлять собой сумму мощностей, переносимых каждым лучом лучевого пакета. Таким образом, мощность, переносимую одним лучом R_{ij} можно определить, как:

$$P_{ij} = \frac{P(t_0)}{\Sigma_\mu}\mu_{ij}, \qquad (16)$$

где $\Sigma_\mu = \sum_{i=1}^{N_r}\sum_{j=1}^{N_i}\mu_{ij}$, $P(t_0)$ — текущее значение мощности в момент времени (t_0). Также можно определить количество энергии, выделившееся за промежуток времени Δt и переносимое одним лучом:

$$E_{ij} = \frac{P(t_0)}{\Sigma_\mu}\mu_{ij}\cdot\Delta t. \qquad (17)$$

Выводы

Предложен вид аппроксимирующей функции для распределения интенсивности по сечению лазерного луча в абсолютном и нормированном видах. Предложена расчетная схема разбиения сечения луча на кольцевые и радиальные зоны. Получены выражения для начальных координат лучей и определены энергетические характеристики каждого луча в зависимости от этих координат.

1. Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники / Ю. В. Байбородин. — К. : Вища школа, 1988. 2. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / Ю. А. Ананьев. — М. : Наука, 1990. 3. ГОСТ 25916-83. Лазеры. Методы измерения относительного распределения плотности энергии (мощности) излучения. 4. ГОСТ 26086-84. Лазеры. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. 5. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев. — М. : Металлургия, 1989.

Рецензент — В. П. Котляров,
д.т.н., професор, НТУУ «КПІ»

Надійшла до редакції 27.04.10