

В. Е. Карасик, М. В. Вязовых

## ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ РЕАЛЬНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

*Предложена имитационная модель процесса формирования изображения реальными оптическими системами в рассеивающих средах. Получены аналитические выражения для распределения освещенности в плоскости анализа изображения в рамках теории переноса оптического излучения и волновой оптики.*

В рамках теории переноса оптического излучения были получены, в основном, соотношения для видения через сильно рассеивающие слои атмосферы [1]. В условиях сильного рассеяния влияние свойств атмосферы на качество наблюдаемого изображения является преобладающим, поэтому при расчетах свойства приемных оптических систем не учитывались. В результате для слабо рассеивающих атмосферных слоев разработанная теория не совсем корректна — в этом случае необходимо учитывать и свойства рассеивающей атмосферы, и свойства приемной оптической системы.

Задача математического описания процесса формирования изображения оптической системой в рамках теории переноса состоит в установлении связи между пространственно-угловыми распределениями яркости в плоскости входного зрачка и распределением освещенности в фокальной плоскости.

Рассмотрим ход лучей через идеальную оптическую систему, изображенную на рис. 1 и состоящую из объектива (тонкой линзы) и слоя свободного пространства. Обозначим через  $L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp})$  яркость светового излучения в плоскости входного зрачка тонкой линзы. Тогда, в соответствии с методом функции Грина, яркость светового излучения в плоскости анализа описывается выражением

$$L_2(\vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) G_{OC}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp}, \quad (1)$$

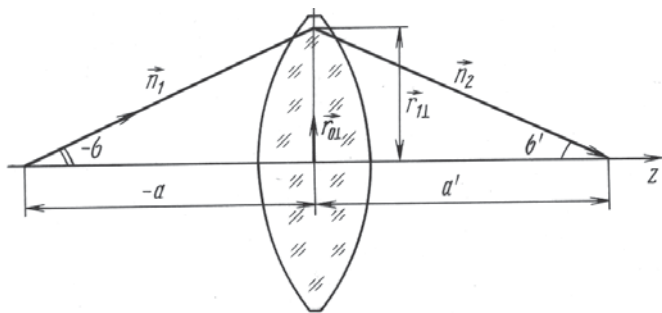


Рис. 1. Идеальная оптическая система

где  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  — единичные векторы, соответствующие направлениям падающего и преломленного лучей соответственно;  $\vec{n}_{1\perp}$  и  $\vec{n}_{2\perp}$  — проекции векторов  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  на плоскость  $z = \text{const}$ ;  $\vec{r}_{0\perp}$  — единичный вектор в плоскости  $z = \text{const}$ ;  $r_{1\perp}$  и  $r_{2\perp}$  — расстояния от оси линзы до точек падения падающего и преломленного лучей соответственно (в плоскости  $z = \text{const}$ ).

Входящую в соотношение (1) функцию  $G_{\text{OC}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp})$  назовем функцией Грина для оптической системы, под которой в данном случае понимается однолинзовый тонкий объектив и слой свободного пространства за ним. По определению эта функция характеризует реакцию оптической системы на воздействие точечного мононаправленного источника единичной мощности. Исходя из физического смысла задачи, функция Грина для оптической системы может быть представлена в следующем виде:

$$G_{\text{OC}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = G_{\text{л}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{2\perp}) G_{\text{я}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}); \quad (2)$$

здесь  $G_{\text{л}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{2\perp})$  — функция, описывающая изменения направления луча, падающего на входной зрачок оптической системы;  $G_{\text{я}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp})$  — функция, описывающая изменение, а точнее, как будет показано далее, неизменность яркости излучения вдоль преломленного луча в свободном пространстве с учетом пропускания оптической системы.

Как видно из рис. 1, имеем

$$-\text{tg } \sigma = \frac{|\vec{r}_{1\perp}|}{-a}, \quad \text{tg } \sigma' = \frac{|\vec{r}_{1\perp}|}{a'}.$$

Уравнение тонкой линзы имеет вид

$$-\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f'},$$

или

$$-\frac{r_{\perp}}{a} + \frac{r_{\perp}}{a'} = \frac{r_{\perp}}{f'};$$

здесь  $a$  — расстояние между плоскостью предметов и главной плоскостью оптической системы;  $a'$  — расстояние между плоскостью оптической системы и плоскостью изображений.

Тогда для парааксиального приближения справедливо соотношение

$$\sigma' = -\sigma + \frac{r_{1\perp}}{f'}, \quad (3)$$

где  $\sigma$  и  $\sigma'$  — углы наклона падающего и преломленного лучей соответственно;  $f'$  — фокусное расстояние линзы.

Учитывая, что в малоугловом приближении  $\sigma \approx |\vec{n}_{1\perp}|$ ,  $\sigma' \approx |\vec{n}_{2\perp}|$ , выражение (3) можно привести к виду

$$|\vec{n}_{2\perp}| + |\vec{n}_{1\perp}| = \frac{|\vec{r}_{1\perp}|}{f'},$$

а функцию  $G_{\text{л}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{2\perp})$  представить в векторной форме:

$$G_{\text{л}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = \delta(\vec{n}_{2\perp} + \vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{1\perp}}{f'}). \quad (4)$$

По своему физическому смыслу функция  $G_{\text{л}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{2\perp})$  определяет закон преломления оптической системой луча света, падающего на входной зрачок в точке с радиус-вектором  $\vec{r}_{1\perp}$  в направлении, определяемом единичным вектором  $\vec{n}_1$ .

Яркость излучения вдоль преломленного луча определяется уравнением переноса, которое для свободного пространства имеет вид [1]

$$\vec{n}_2 \nabla L(\vec{r}_{1\perp}, z, \vec{n}_{2\perp}) = 0,$$

где

$$\vec{n}_2 \nabla = \frac{\partial}{\partial z} + \vec{n}_{2\perp} \nabla_{\perp}; \quad \vec{n}_{2\perp} \nabla_{\perp} = n_{2\perp x} \frac{\partial}{\partial x} + n_{2\perp y} \frac{\partial}{\partial y}.$$

Последнее уравнение свидетельствует о неизменности яркости излучения вдоль преломленного луча с направлением  $\vec{n}_2$ . Яркость  $L(\vec{r}_{1\perp}, z, \vec{n}_{2\perp})$  при  $z > 0$  выражается через яркость  $L^0$  в начальной точке луча [2]:

$$L(\vec{r}_{1\perp}, z, \vec{n}_{2\perp}) = L^0(\vec{r}_{2\perp} + \vec{n}_{2\perp} z, \vec{n}_{2\perp}).$$

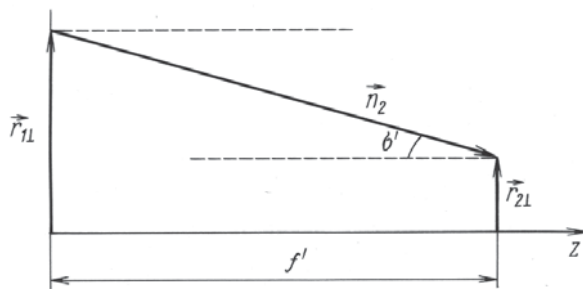


Рис. 2. Ход лучей в идеальной оптической системе

Для коллинеарных векторов равенство

$$|a + b| = |a| - |b|$$

справедливо в случае противоположно направленных векторов.

Тогда, выражая координату луча  $\vec{r}_{2\perp}$  в плоскости анализа через координату луча  $\vec{r}_{1\perp}$  в плоскости входного зрачка оптической системы (рис. 2), получим

$$\vec{r}_{2\perp} = \vec{r}_{1\perp} - \vec{n}_{2\perp} f'.$$

С учетом пропускания лучей света оптической системой получим

$$G_{\text{я}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) \delta(\vec{r}_{2\perp} - \vec{r}_{1\perp} + f' \vec{n}_{2\perp}); \quad (5)$$

здесь  $\tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1)$  — функция, характеризующая пропускание оптической системой лучей света, падающих в точку  $\vec{r}_{1\perp}$  в направлении  $\vec{n}_1$ .

Объединяя выражения (4) и (5), получим функцию Грина для оптической системы:

$$\begin{aligned} G_{\text{ОС}}(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}; \vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = \\ = \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) \delta\left(\vec{n}_{2\perp} + \vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{1\perp}}{f'}\right) \delta(\vec{r}_{2\perp} - \vec{r}_{1\perp} + f' \vec{n}_{2\perp}). \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив функцию (6) в соотношение (1), находим связь между пространственно-угловыми распределениями яркости в плоскости входного зрачка и плоскости анализа:

$$\begin{aligned} L_2(\vec{r}_{2\perp}, \vec{n}_{2\perp}) = \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) \times \\ \times \delta\left(\vec{n}_{2\perp} + \vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{1\perp}}{f'}\right) \delta(\vec{r}_{2\perp} - \vec{r}_{1\perp} + f' \vec{n}_{2\perp}) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp}. \end{aligned} \quad (7)$$

Интегрируя выражение (7) по всем направлениям в плоскости анализа  $d\vec{n}_{1\perp}$ , получим распределение освещенности в данной плоскости оптической системы:

$$\begin{aligned}
 E_2(\vec{r}_{2\perp}) &= \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) \delta\left(\vec{n}_{2\perp} + \vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{1\perp}}{f'}\right) \times \\
 &\quad \times \delta(\vec{r}_{2\perp} - \vec{r}_{1\perp} + f'\vec{n}_{2\perp}) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp} d\vec{n}_{2\perp} = \\
 &= \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) \delta(\vec{r}_{2\perp} - f'\vec{n}_{1\perp}) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp} = \\
 &= \frac{1}{f'^2} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \delta(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Полученное выражение (8) описывает распределение освещенности только в плоскости изображения идеальной оптической системы, так как функция Грина была получена именно для таких систем. Для дифракционно-ограниченных и абберационных оптических систем вид функции Грина будет существенно сложнее.

Для определения этой функции представляется целесообразным еще раз найти распределение освещенности, формируемое идеальной оптической системой в плоскости анализа, но в рамках волновой теории, и сравнить результаты.

Идеальной оптической системой, как и ранее, будем называть оптическую систему с объективом (тонкой линзой) неограниченных размеров, имеющим амплитудный коэффициент пропускания  $\tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1)$ , который характеризует пропускание оптической системой лучей света, падающих в точку  $\vec{r}_{1\perp}$  в направлении  $\vec{n}_1$ .

В рамках волновых представлений тонкая линза изменяет фазу падающей волны, трансформируя ее волновой фронт, а процесс распространения излучения в свободном пространстве описывается параболическим уравнением. В этом представлении распределение освещенности в фокальной плоскости тонкой линзы связано с поперечной корреляционной функцией в плоскости входного зрачка соотношением [1]

$$E_2(\vec{r}_{2\perp}) = \frac{1}{(\lambda f')^2} = \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\vec{r}_{1\perp}, \vec{\rho}) \exp\left(-\frac{ik\vec{r}_{2\perp}\vec{\rho}}{f'}\right) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{\rho}, \quad (9)$$

где  $E_2(\vec{r}_{2\perp})$  — распределение освещенности в фокальной плоскости;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $f'$  — фокусное расстояние линзы;  $\vec{r}_{1\perp}, \vec{\rho}$  — векторы в плоскости входного зрачка линзы.

Из выражения (9) также можно получить формулу (8), если воспользоваться соотношением, связывающим яркость  $L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp})$  с функцией когерентности второго порядка [3]

$$\Gamma(\vec{r}_{1\perp}, \vec{\rho}) = \iint_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \exp(ik\vec{\rho}\vec{n}_{1\perp}) d\vec{n}_{1\perp}. \quad (10)$$

Подставляя выражение (10) в соотношение (9), найдем распределение освещенности в фокальной плоскости тонкой линзы в зависимости от пространственно-углового распределения яркости во входном луче оптической системы:

$$E_2(\vec{r}_{2\perp}) = \frac{1}{(\lambda f')^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \iiint_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \times \\ \times \exp\left(ik\vec{\rho}\left(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}\right)\right) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{\rho} d\vec{n}_{1\perp}. \quad (11)$$

Используя соотношение [4]

$$\frac{k^2}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left(ik\vec{\rho}\left(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}\right)\right) d\vec{\rho} = \delta\left(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}\right),$$

получим искомое распределение освещенности в фокальной плоскости идеальной оптической системы:

$$E_2(\vec{r}_{2\perp}) = \frac{1}{f'^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \delta\left(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}\right) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp}. \quad (12)$$

С учетом амплитудного коэффициента пропускания оптической системы  $\tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1)$  выражение (12) примет вид

$$E_2(\vec{r}_{2\perp}) = \frac{1}{f'^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \tau(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_1) L_1(\vec{r}_{1\perp}, \vec{n}_{1\perp}) \delta\left(\vec{n}_{1\perp} - \frac{\vec{r}_{2\perp}}{f'}\right) d\vec{r}_{1\perp} d\vec{n}_{1\perp}. \quad (13)$$

Очевидно, что формулы (8) и (13), описывающие распределение освещенности в плоскости анализа идеальной оптической системы в рамках малоуглового приближения уравнения переноса излучения и в рамках волнового уравнения соответственно, тождественны и подтверждают правильность имитационной модели.

В большинстве случаев яркость светового излучения в плоскости входного зрачка оптической системы в явном виде не известна, как и вид функции Грина для реальной оптической системы, учитывающий aberrации системы. Поэтому для практического применения можно предложить метод эмуляции расчета пространственно-углового распределения яркости в плоскости входного зрачка оптической системы посредством регистрации этого распределения с помощью высококачественных технических средств.

Следует отметить, что прямая регистрация пространственно-углового распределения яркости в данной плоскости практически не реализуема, но зарегистрировать распределение освещенности в заданной плоскости с высокой точностью возможно. Для этой цели следует использовать регистрирующую систему, содержащую приемный стигматический объектив, мегапиксельный матричный фотоприемник, аналого-цифровой преобразователь, а в случае активной системы видения также лазерный излучатель, подсвечивающий объектную сцену. По зарегистрированному распределению освещенности в плоскости матричного фотоприемника можно получить искомое пространственно-угловое распределение яркости во входном зрачке оптической системы при условии того, что регистрирующая система не вносит собственных искажений в изображение, по крайней мере, в той области пространственных частот, в которой работает изображающая система.

Именно поэтому в регистрирующей системе в качестве приемной оптической системы необходимо использовать стигматический объектив, формирующий изображение точечного источника в виде точки, т.е. функция рассеяния в геометро-оптическом приближении такого объектива является  $\delta$ -функцией. Распределение освещенности, формируемое стигматическим объективом на ПЗС-матрице, однозначно связано с пространственно-угловым распределением яркости в плоскости входного зрачка оптической системы, т.е. оптическая система не вносит собственных искажений в изображение и ставит в соответствие точке в плоскости изображения определенное направление падающих на входной зрачок параллельных лучей [2].

Как и приемная оптическая система, аналого-цифровой преобразователь матричного фотоприемника не вносит собственных искажений в изображение плоскости объектов, т.е. модуляционная передаточная функция регистрирующей системы равна единице на пространственных частотах, в которых работают лазерные системы видения.

При этом необходимо отметить, что в настоящей работе рассматриваются такие объекты, яркость которых практически не зависит от направления излучения, т.е. источники излучения типа ламбертовых. Как

правило, лазерные системы видения используются для наблюдения за удаленными объектами, при этом расстояние до объекта может составлять от сотен метров до нескольких километров. Диаметр входного зрачка приемной оптической системы лазерной системы видения может изменяться от 30 до 100 мм в зависимости от назначения и типа системы. Легко вычислить, что в приемную систему от объекта попадает излучение, распространяющееся в телесном угле, которому соответствует плоский угол, составляющий доли угловых минут. Очевидно, что в пределах такого малого телесного угла излучение от подавляющего большинства объектов можно считать ламбертовым. Исключения составляют лишь источники световозвращательного типа, но на практике они встречаются достаточно редко.

Полученное с помощью приемного стигматического объектива распределение освещенности на ПЗС-матрице далее оцифровывается и хранится в стандартном файле с расширением *bmp*, в котором содержатся для черно-белого изображения значения освещенностей элементарных приемных площадок (пикселей)  $E_{ij}$  (здесь  $i = 1, \dots, N$  — номер текущей строки,  $j = 1, \dots, K$  — номер текущего столбца) в виде матрицы размерности  $N \times K$  (например,  $5120 \times 4096$ ) целочисленных значений от 0 до 255, причем в случае 8-битной оцифровки изображения ее погрешность не превышает 0,4 %. Для цветного изображения все немного сложнее: файл содержит три матрицы с интенсивностями красного, зеленого и синего цветов.

Данное изображение, учитывающее вносимые атмосферой искажения и неравномерность подсветки лазерным излучением, переносится в плоскость объектов с помощью рассчитанного углового увеличения оптической системы. В результате получается распределение редуцированной светимости в плоскости объектов, но с учетом влияния возмущающих факторов.

При этом должно выполняться условие равенства потоков — пришедшего на ПЗС-матрицу и излучаемого от объекта в направлении входного зрачка оптической системы. Поток, пришедший на ПЗС-матрицу, можно представить в виде

$$\Phi = \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} E(x, y) dx dy = a_x a_y \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^K E_{ij} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^K \Phi_{ij}, \quad (14)$$

где  $E(x, y)$  — распределение освещенности в плоскости ПЗС-матрицы;  $l_x, l_y$  — линейные размеры ПЗС-матрицы;  $a_x, a_y$  — линейные размеры пикселя ПЗС-матрицы;  $N \times K$  — количество пикселей ПЗС-матрицы;  $\Phi_{ij}$  — поток, пришедший на пиксель  $ij$ .



В плоскости объектов формируется распределение редуцированных светимостей элементарных источников  $M_{ij}$ , причем из-за условия равенства потоков выполняются соотношения  $M_{ij} = \beta^2 E_{ij} = E_{ij}/\gamma^2$ ,  $i = 1, \dots, N, j = 1, \dots, K$ , где  $\beta$  — линейное увеличение, а  $\gamma$  — угловое увеличение оптической системы. Тогда величина потока, регистрируемого ФПЗС-приемником, имеет вид

$$\Phi = a_x a_y \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^K E_{ij} = A_x A_y \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^K M_{ij} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^K \Phi_{ij}, \quad (15)$$

где  $A_x, A_y$  — линейные размеры элементарных источников в плоскости объектов, причем

$$A_x = \frac{a_x}{\beta} = a_x \gamma, \quad A_y = \frac{a_y}{\beta} = a_y \gamma.$$

Как уже отмечалось ранее, все рассматриваемые источники в плоскости объектов являются ламбертовыми. На основании этого для потока излучения от элементарной площадки размером  $A_x \times A_y$  в телесном угле  $\Omega$ , образованном конусом с углом раскрыва  $\omega$ , можно получить [4]

$$\Phi_{ij} = \pi A_x A_y L_{ij} \sin^2 \frac{\omega}{2}; \quad (16)$$

здесь  $\omega$  — угловой размер входного зрачка приемной оптической системы.

Отсюда яркость элементарной площадки размером  $A_x \times A_y$  можно представить в виде

$$L_{ij} = \frac{\Phi_{ij}}{\pi A_x A_y \sin^2 \frac{\omega}{2}}. \quad (17)$$

Учитывая, что  $\Phi_{ij} = a_x a_y E_{ij} = A_x A_y M_{ij} = A_x A_y E_{ij}/\gamma^2$ , выражение (17) представим в виде

$$L_{ij} = \frac{E_{ij}}{\pi \gamma^2 \sin^2 \frac{\omega}{2}}. \quad (18)$$

Для всех элементарных источников в плоскости объектов для данных условий наблюдения (линейные размеры объектов много меньше расстояния их наблюдения) угол  $\omega$  одинаков:

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{2} = \frac{D_{\text{вх.зр.}}}{2l},$$

или  $\omega \approx D_{\text{вх.зр}}/l$ , где  $D_{\text{вх.зр}}$  — диаметр входного зрачка оптической системы,  $l$  — расстояние от плоскости объекта до плоскости входного зрачка оптической системы наблюдения объектов.

Таким образом, на основании выражения (18), связывающего элементарные освещенности в плоскости матричного приемника регистрирующей системы с яркостями источников в плоскости объектов, можно получить поэлементное распределение яркости в объектной плоскости с учетом искажений, вносимых слоем атмосферы, а также с учетом подсвета лазерным излучением. Пример такого распределения представлен на рис. 3, где каждый источник постоянной яркости характеризуется собственной индикатрисой силы излучения. Для получения пространственно-углового распределения яркости во входном зрачке оптической системы был использован пакет программ Zemax, реализующий прямую (попиксельную) трассировку лучей через аберрированную оптическую систему с последующим построением распределения освещенности в плоскости анализа этой оптической системы. Количество лучей, испущенных каждым пикселем объектной сцены, в созданном цифровом файле устанавливалось пропорционально его яркости (светимости), при этом лучи распределялись квазиравномерно как в пределах пикселя, так и внутри входного зрачка.

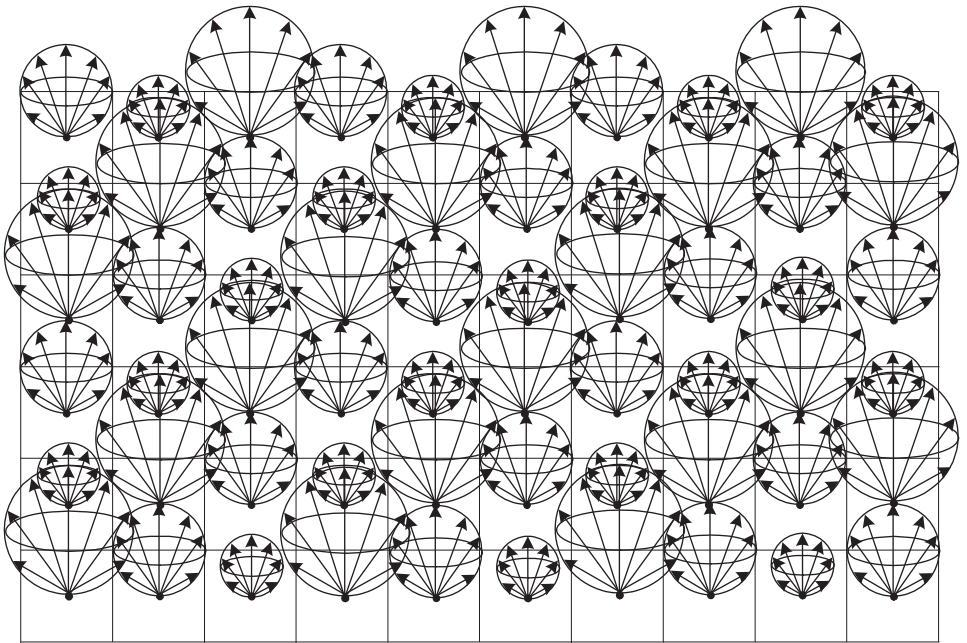


Рис. 3. Попиксельное распределение яркости излучения в объектной плоскости

Ход каждого луча просчитывался с учетом аберраций оптической системы и дифракции на входном зрачке, причем вычислялись координаты пересечения луча с каждой поверхностью. Плоскость анализа оптической системы при этом разбивалась на конечное число пикселей (элементарных приемных площадок) в соответствии с количеством пикселей используемой ПЗС-матрицы размерности  $N \times K$ , и определялось в процессе расчета количество лучей, координаты пересечения которых с плоскостью анализа оптической системы содержатся в окрестности данного пикселя. Очевидно, что подсчитанное количество лучей для данного пикселя прямо пропорционально освещенности этой элементарной площадки. На следующем этапе полученные значения освещенностей оцифровывались для визуализации этого распределения на мониторе ЭВМ или сохранения на жестком диске.

Данный алгоритм реализуется при черно-белом изображении. В большинстве случаев необходимо получить цветное изображение. Тогда распределение светимостей в объектной плоскости будет представлять собой три матрицы размерности  $N \times K$ , в которых содержатся цветовые координаты (при 8-битной оцифровке каждому элементарному источнику соответствуют три координаты, значения которых изменяются в пределах от 0 до 255, отвечающие интенсивностям красного, зеленого и синего цветов). В этом случае элементарный источник испускает три группы лучей: в первой группе количество лучей прямо пропорционально интенсивности красного цвета, во второй — интенсивности зеленого цвета, в третьей — интенсивности синего цвета.

Ход каждого луча рассчитывался программой с учетом аберраций оптической системы и дифракции на входном зрачке, определялось количество лучей каждого из трех цветов, координаты пересечения которых с плоскостью анализа оптической системы содержатся в окрестности данного пикселя. Подсчитанное количество лучей данного цвета для каждого пикселя прямо пропорционально интенсивности этого цвета.

Полученное дискретное распределение освещенности аутентично имитирует распределение светового потока в плоскости анализа и может либо анализироваться непосредственно (в том числе, визуально на экране монитора ЭВМ), либо обрабатываться в соответствии с известными алгоритмами.

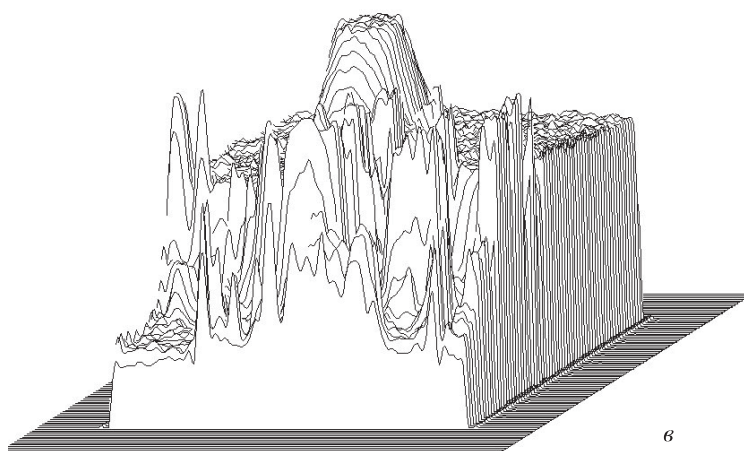
Например, для количественного анализа может быть использовано 3D-представление распределения освещенности (как суммарной, так и в любом из используемых цветов), либо его двумерная “карта” с изофотами — линиями постоянной освещенности (рис. 4).



*a*



*б*



*в*

#### **Рис. 4. Распределения освещенностей:**

*a* — изображение объектной сцены, сформированное стигматическим объективом через рассеивающую среду; *б* — изображение объектной сцены, сформированное инспектируемым объективом; *в* — 3D-представление распределения суммарной освещенности

Предложенный способ эмуляции процесса формирования распределения освещенности от некогерентного изображения в плоскости анализа реальной оптической системы позволяет корректно учитывать все реальные размытия и искажения, вносимые за счет дифракции и аберраций.

#### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. – М.: Наука, 1981. – 308 с.
2. Зверев В. А. Радиооптика. – М.: Сов. радио, 1975. – 179 с.

3. Карасик В. Е., Орлов В. М. Лазерные системы видения. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. – 160 с.
4. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. – М.: Мир, 1971. – С. 128–130.

Статья поступила в редакцию 1.06.2004

Валерий Ефимович Карасик родился в 1939 г., окончил в 1964 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 120 научных работ в области лазерного зондирования, локации и дальнометрии.



V.E. Karasik (b. 1939) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1964. D. Sc. (Eng.), professor of “Laser and Optical-and-Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 120 publications in the field of laser sounding, location and remote measuring.

Максим Вячеславович Вязовых родился в 1976 г., окончил в 2000 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Научный сотрудник кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 10 научных работ в области лазерной локации и лазерных систем видения.



M.V. Vyazovykh (b. 1976) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2000. Researcher of “Laser and Optical-and-Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 10 publications in the field of the laser location and laser imaging systems.