

УДК 535.317: 551.508: 528.517

Распределение потока излучения, формируемое световым пучком, отраженным от световозвращателя

Р. Е. Ильинский

ФГУП "ОКБ МЭИ", Москва, Россия

В приближении геометрической оптики рассмотрен расчет освещенности, создаваемой идущим от световозвращателя потоком излучения. При этом падающий на световозвращатель поток излучения формируется оптической системой из идеального коллимирующего объектива и излучающей площадки.

При использовании световозвращателя (СВ) в геодезии [1—3], в системах обеспечения безопасности дорожного движения [4—6], охранных системах [7], в газоанализаторах [8, 9], измерителях дальности видимости [10] очень часто падающий на СВ поток излучения формирует передающая оптическая система, состоящая из коллимирующего объектива и излучающей площадки. Так как входной зрачок приемной оптической системы расположен в той же плоскости, что и выходной зрачок передающей оптической системы, то при энергетическом расчете необходимо знать распределение потока излучения (освещенность) по плоскости, в которой находится выходной зрачок передающей системы. В данной работе анализируется влияние геометрических и оптических параметров СВ, излучающей площадки, коллимирующего объектива на освещенность в точках плоскости выходного зрачка передающей оптической системы.

Ход луча через световозвращатель

Основных типов СВ два: СВ вращательно-симметричной конструкции и СВ на основе трех взаимно перпендикулярных плоских зеркал [11].

Оптическая схема вращательно-симметричного СВ состоит из объектива (будем считать его идеальным) и плоского зеркала, которое совпадает с фокальной плоскостью объектива (рис. 1). Введем систему координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}\tilde{Z}$ таким образом, чтобы ось $\tilde{O}\tilde{Z}$ совпадала с оптической осью, а точка \tilde{O} совпадала с передней главной точкой объектива.

Линейные координаты \tilde{x} , \tilde{y} в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ и направляющие тангенсы α_x , α_y луча до (индекс "in") и после (индекс "out") прохождения СВ связаны равенствами [11]

$$\tilde{x}_{out} = -\tilde{x}_{in} + 2l\alpha_{x_{in}}; \quad \tilde{y}_{out} = -\tilde{y}_{in} + 2l\alpha_{y_{in}}; \quad (1)$$

$$\alpha_{x_{out}} = -\alpha_{x_{in}}; \quad \alpha_{y_{out}} = -\alpha_{y_{in}}, \quad (1)$$

где l — переднее фокусное расстояние объектива.

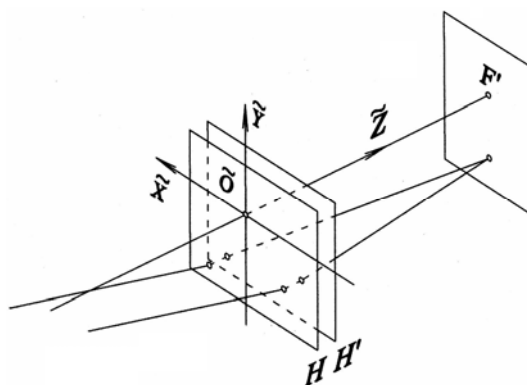


Рис. 1. Оптическая схема вращательно-симметричного СВ:

H, H' — передняя и задняя главные плоскости объектива СВ; F' — задняя фокальная плоскость объектива — место установки плоского зеркала

Пусть плоское зеркало смещено вдоль оптической оси на расстояние Δ от фокальной плоскости и его нормаль составляет с оптической осью объектива угол Θ . При $\Theta \rightarrow 0$ оптическую систему СВ можно рассматривать как систему с малыми отступлениями от осевой симметрии [12]. После прохождения СВ координаты и направляющие тангенсы луча равны

$$\tilde{x}_{out} = -\tilde{x}_{in} + 2l\alpha_{x_{in}} + O_1; \quad (2)$$

$$\tilde{y}_{out} = -\tilde{y}_{in} + 2l\alpha_{y_{in}} + O_1; \quad (3)$$

$$-\alpha_{x_{out}} = \alpha_{x_{in}} + \Phi\tilde{x}_{in} + \varphi_x + O_2; \quad (4)$$

$$-\alpha_{y_{out}} = \alpha_{y_{in}} + \Phi\tilde{y}_{in} + \varphi_y + O_2, \quad (5)$$

где $\varphi_x, \varphi_y \sim \Theta$; $\Phi \sim \Delta \rightarrow 0$ — оптическая сила СВ; O_1, O_2 — величины первого и второго порядков малости относительно Δ, Θ .

Рассмотрим СВ в виде тетраэдра с тремя взаимно перпендикулярными отражающими гранями и одной преломляющей гранью (рис. 2). Показа-

тель преломления материала* тетраэдра равен n . Как и в предыдущем случае, введем систему координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}\tilde{Z}$: ось $\tilde{O}\tilde{Z}$ перпендикулярна преломляющей грани и проходит через точку пересечения трех отражающих граней \tilde{Q} ; начало координат \tilde{O} находится на преломляющей грани.

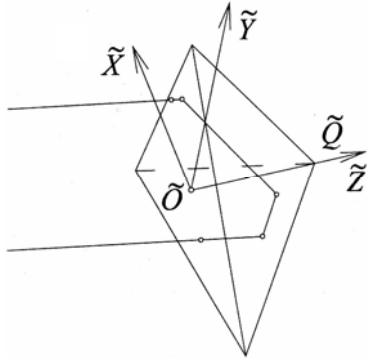


Рис. 2. СВ в виде тетраэдра с тремя взаимно перпендикулярными отражающими гранями и одной преломляющей гранью

Если все грани плоские и углы между отражающими гранями строго равны 90° , то координаты и направляющие тангенсы луча до и после прохождения СВ удовлетворяют тождествам (1), в которых l переопределено как [11]: $l = |\tilde{O}\tilde{Q}|/n$. Если углы между отражающими гранями равны $90^\circ + \Theta_k$ ($k = 1, 2, 3$), а преломляющая грань выполнена в виде сферы радиуса r_{sph} с вершиной в точке \tilde{O} , то при выполнении условий $\Theta_k \rightarrow 0$, $r_{sph} \rightarrow \infty$, $\alpha_{x_{in}} \rightarrow 0$, $\alpha_{y_{in}} \rightarrow 0$, координаты и направляющие тангенсы луча после прохождения СВ равны [13]

$$\tilde{x}_{out} = -\tilde{x}_{in} + 2l\alpha_{x_{in}} + O_1; \quad (6)$$

$$\tilde{y}_{out} = -\tilde{y}_{in} + 2l\alpha_{y_{in}} + O_1; \quad (7)$$

$$-\alpha_{x_{out}} = \alpha_{x_{in}} + \Phi\tilde{x}_{in} + \varphi_{xj} + O_2; \quad (8)$$

$$-\alpha_{y_{out}} = \alpha_{y_{in}} + \Phi\tilde{y}_{in} + \varphi_{yj} + O_2, \quad (9)$$

где $\Phi \sim 1/r$ — оптическая сила СВ; углы φ_{xj} , φ_{yj} линейно зависят от $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$.

Индекс $j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ указывает на одну из шести возможных последовательностей прохождения лучом трех отражающих граней. При $\alpha_{x_{in}} \rightarrow 0$, $\alpha_{y_{in}} \rightarrow 0$ (луч падает на преломляющую грань под углом, близким к ее нормали) в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$

существуют шесть равных зон, в каждой из которых углы φ_{xj} , φ_{yj} постоянны (рис. 3).

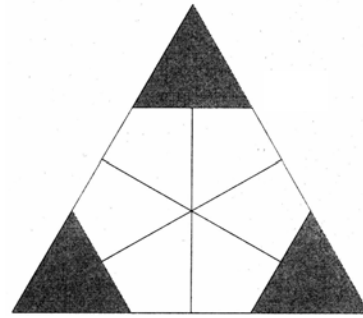


Рис. 3. Положение шести действующих зон преломляющей грани тетраэдрического СВ относительно ребер передней грани. Углы φ_{xj} , φ_{yj} постоянны в пределах каждой указанной зоны

Очевидно, что равенства (2)—(5) можно рассматривать как частный случай формул (6)—(9), полагая в последних $\varphi_x = \varphi_{x1} = \varphi_{x2} = \varphi_{x3} = \varphi_{x4} = \varphi_{x5} = \varphi_{x6}$, $\varphi_y = \varphi_{y1} = \varphi_{y2} = \varphi_{y3} = \varphi_{y4} = \varphi_{y5} = \varphi_{y6}$. Кроме того, мы пренебрегаем величинами $l\alpha_{x_{in}}$, $l\alpha_{y_{in}}$, считая их бесконечно малыми. С учетом этих двух замечаний запишем обобщенные выражения для параметров луча до и после прохождения СВ

$$\tilde{x}_{out} = -\tilde{x}_{in} + O_1; \quad (10)$$

$$\tilde{y}_{out} = -\tilde{y}_{in} + O_1; \quad (11)$$

$$-\alpha_{x_{out}} = \alpha_{x_{in}} + \Phi\tilde{x}_{in} + \varphi_{xj} + O_2; \quad (12)$$

$$-\alpha_{y_{out}} = \alpha_{y_{in}} + \Phi\tilde{y}_{in} + \varphi_{yj} + O_2. \quad (13)$$

Расчет хода луча через передающую оптическую систему и световозвращатель

На рис. 4 показана передающая оптическая система и СВ. Передающая оптическая система состоит из безаберрационного объектива O и излучающей площадки. Выходной зрачок объектива O совпадает с его задней главной плоскостью.

Введем систему координат $OXYZ$. Начало координат O находится в задней главной точке объектива O . Ось OZ совпадает с его оптической осью.

Введем систему координат $O^*X^*Y^*Z^*$. Ось O^*Z^* совпадает с оптической осью объектива O . Плоскость $O^*X^*Y^*$ совпадает с излучающей площадкой. Оси O^*X^* , OX , O^*Y^* , OY , O^*Z^* , OZ попарно сонаправлены. Расстояние между излучающей площадкой и передней главной плоскостью равно d . Привязка системы координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}\tilde{Z}$ к СВ двух типов описана ранее. Оси $\tilde{O}\tilde{X}$, OX , $\tilde{O}\tilde{Y}$, OY , $\tilde{O}\tilde{Z}$, OZ попарно сонаправлены. Координаты точки \tilde{O} в системе координат $OXYZ$ равны x_0, y_0, z_0 .

* Полный СВ на основе трех плоских зеркал соответствует случаю $n = 1$.

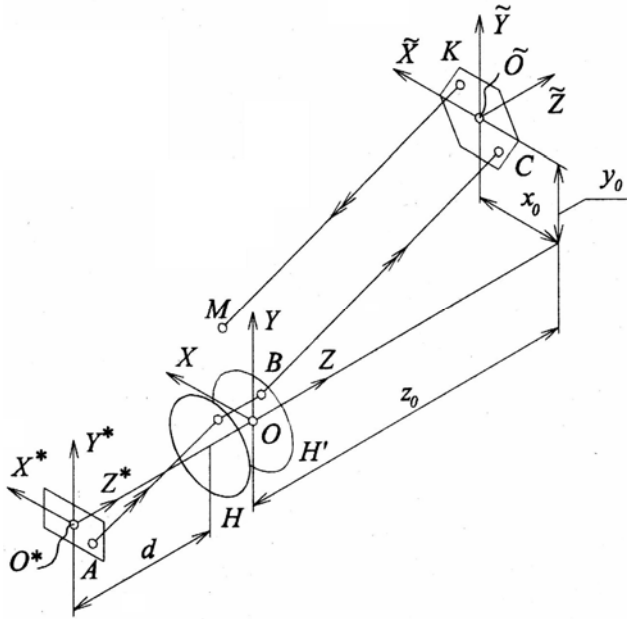


Рис. 4. Оптическая система и СВ; H, H' — передняя и задняя главные плоскости объектива O

Пусть из точки A, которая расположена на излучающей площадке, выходит луч. Плоскость выходного зрачка объектива O этот луч пересекает в точке B; плоскость $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ луч последовательно пересекает в точках C и K. После прохождения СВ луч вторично пересекает плоскость OXY в точке M. Обозначим $x_A^*, y_A^*, z_A^* = 0$ координаты точки A в системе координат $O^*X^*Y^*Z^*$; $x_B, y_B, z_B = 0$ координаты точки B в системе координат OXYZ. Направляющие тангенсы луча AB равны [11]:

$$\alpha_{x_{AB}} = (x_A^* - x_B)/d; \quad \alpha_{y_{AB}} = (y_A^* - y_B)/d. \quad (14)$$

После прохождения лучом объектива O направляющие тангенсы этого луча равны

$$\alpha_{x_{BC}} = \alpha_{x_{AB}} + x_B/f'; \quad \alpha_{y_{BC}} = \alpha_{y_{AB}} + y_B/f'. \quad (15)$$

В системе координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}\tilde{Z}$ координаты точки C описываются выражениями:

$$\tilde{x}_C = x_B - \alpha_{x_{BC}}z_0 - x_0; \quad (16)$$

$$\tilde{y}_C = y_B - \alpha_{y_{BC}}z_0 - y_0; \quad (17)$$

$$\tilde{z}_C = 0. \quad (18)$$

При выполнении условий $\alpha_{x_{BC}} \rightarrow 0, \alpha_{y_{BC}} \rightarrow 0$ координаты точки K и направляющие тангенсы луча после прохождения через СВ определяются по формулам (10)—(13)

$$\tilde{x}_K = -\tilde{x}_C, \quad \tilde{y}_K = -\tilde{y}_C, \quad \tilde{z}_K = 0; \quad (19)$$

$$-\alpha_{x_{KM}} = \alpha_{x_{BC}} + \Phi\tilde{x}_C + \varphi_{xj}; \quad (20)$$

$$-\alpha_{y_{KM}} = \alpha_{y_{BC}} + \Phi\tilde{y}_C + \varphi_{yj}. \quad (21)$$

Координаты точки M в системе координат OXYZ равны:

$$x_M = \tilde{x}_K - \alpha_{x_{KM}}z_0 + x_0; \quad (22)$$

$$y_M = \tilde{y}_K - \alpha_{y_{KM}}z_0 + y_0. \quad (23)$$

Из выражений (14)—(23) следует, что условия $\alpha_{x_{BC}} \rightarrow 0, \alpha_{y_{BC}} \rightarrow 0$ выполняются, если z_0 много больше x_0, y_0 , поперечных размеров выходного зрачка объектива O и поперечных габаритов СВ.

Расчет освещенности

Обозначим $\square A$ прямоугольную площадку в плоскости $O^*X^*Y^*$ (см. рис. 4), которая описывается выражениями $|x^* - x_A^*| \leq \frac{1}{2}\Delta x_A^*, |y^* - y_A^*| \leq \frac{1}{2}\Delta y_A^*$. Аналогично под $\square B$ будем понимать прямоугольную площадку в плоскости OXY ($|x - x_B| \leq \frac{1}{2}\Delta x_B, |y - y_B| \leq \frac{1}{2}\Delta y_B$). Рассмотрим световую трубку, которая соответствует лучу ABCKM и пересекает плоскость $O^*X^*Y^*$ по площадке $\square A$, а плоскость OXY — по площадке $\square B$. Если в объективе O выполняется условие синусов и $\Delta x_B \rightarrow 0, \Delta y_B \rightarrow 0, \Delta x_A^* \rightarrow 0, \Delta y_A^* \rightarrow 0$, то поток излучения ΔF , поступающий в световую трубку ABCKM с площадки $\square A$, равен [13]

$$\Delta F = \Delta x_B \Delta y_B \Delta x_A^* \Delta y_A^* L(x_A^*, y_A^*) / d^2, \quad (24)$$

где функция $L(x^*, y^*)$ описывает в системе координат $O^*X^*Y^*Z^*$ яркость точек на излучающей площадке.

Поток излучения (24), который проходит через участок KM световой трубки, равен

$$\Delta F' = \Delta F P(x_B, y_B) T(\tilde{x}_C, \tilde{y}_C), \quad (25)$$

где функция $P(x, y)$ описывает в системе координат OXYZ пропускание выходного зрачка объектива O;

$T(\tilde{x}, \tilde{y})$ — коэффициент пропускания СВ в точке $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z} = 0$ (система координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}\tilde{Z}$).

Если $\Delta x_B \rightarrow 0, \Delta y_B \rightarrow 0, \Delta x_A^* \rightarrow 0, \Delta y_A^* \rightarrow 0$, то освещенность в точках плоскости OXY, которая обусловлена потоком $\Delta F'$ (25), описывается формулой из работы [13]

$$E_{ABCKM}(x, y) = \Delta F P(x_B, y_B) T(\tilde{x}_C, \tilde{y}_C) \times$$

$$\times \delta(x - x_M, y - y_M), \quad (26)$$

где x_M, y_M — координаты точки M [см. формулы (22), (23)];

$\delta(x, y)$ — двумерная дельта-функция.

Проинтегрировав выражение (26), найдем освещенность $E(x_M, y_M)$ в точках плоскости OXY , обусловленную потоком излучения, который исходит из излучающей площадки и последовательно проходит через объектив O и СВ

$$E(x, y) = \frac{1}{z_0^2(2 - z_0\Phi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) T \times$$

$$\times \left[-\frac{x - \xi - z_0\Phi_{xj}}{2 - z_0\Phi}, -\frac{y - \eta - z_0\Phi_{yj}}{2 - z_0\Phi} \right] \times$$

$$\times L \left\{ \frac{xd}{z_0(2 - z_0\Phi)} - \frac{d\Phi_{xj}}{2 - z_0\Phi} - \frac{dx_0}{z_0} - \right. \quad (27)$$

$$\left. - \xi \left[\frac{d}{z_0(2 - z_0\Phi)} - d \left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d} \right) \right]; \right.$$

$$\left. \frac{yd}{z_0(2 - z_0\Phi)} - \frac{d\Phi_{yj}}{2 - z_0\Phi} - \frac{dy_0}{z_0} - \eta \times \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{d}{z_0(2 - z_0\Phi)} - d \left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d} \right) \right] \right\} d\xi d\eta.$$

Анализ освещенности в частных случаях

Излучающая площадка, находящаяся в передней главной плоскости объектива O

Пусть излучающая площадка находится в передней главной плоскости объектива O ($d = 0$). Тогда интеграл (27) можно представить в виде свертки двух функций

$$E(x, y) = \frac{1}{z_0^2(2 - z_0\Phi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_P(\xi, \eta) \times$$

$$\times T \left(\frac{x - \xi - z_0\Phi_{xj}}{2 - z_0\Phi}, -\frac{y - \eta - z_0\Phi_{yj}}{2 - z_0\Phi} \right) d\xi d\eta, \quad (28)$$

где $L_P(\xi, \eta) = P(\xi, \eta)L(\xi, \eta)$.

Фокусное расстояние объектива O не входит в выражение (28). Если принять, что $P(\xi, \eta) = 1$ на всей области, где яркость излучателя отлична от нуля, то $L_P(\xi, \eta) = L(\xi, \eta)$. Так как передняя и задняя главные плоскости оптически сопряжены, линейное увеличение в этих плоскостях равно +1, то выражение (28) соответствует случаю, когда СВ освещен излучателем с яркостью $L(\xi, \eta)$ напрямую, без объектива O .

Излучающая площадка, оптически сопряженная с плоскостью $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ СВ

Если излучающая площадка в плоскости $O^*X^*Y^*$ оптически сопряжена с плоскостью $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$, то выполняется равенство [11]

$$\frac{1}{z_0} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d} = 0. \quad (29)$$

После подстановки в формулу (27) равенства (29) получим

$$E(x, y) = \frac{1}{z_0^2(2 - z_0\Phi)^2} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) \tilde{T}(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta, \quad (30)$$

где

$$\tilde{T}(u, v) = T \left[-\frac{u - z_0\Phi_{xj}}{2 - z_0\Phi}, -\frac{v - z_0\Phi_{yj}}{2 - z_0\Phi} \right] \times$$

$$\times L \left[\frac{ud}{z_0(2 - z_0\Phi)} - \frac{d\Phi_{xj}}{2 - z_0\Phi} - \frac{dx_0}{z_0}, \right.$$

$$\left. \frac{vd}{z_0(2 - z_0\Phi)} - \frac{d\Phi_{yj}}{2 - z_0\Phi} - \frac{dy_0}{z_0} \right]. \quad (31)$$

Интеграл (30) представляет собой свертку функции зрачка передающей системы P с функцией \tilde{T} .

Излучающая площадка с равномерной яркостью

В подавляющем большинстве случаев функции $L(x^*, y^*), P(\xi, \eta), T(\tilde{x}, \tilde{y})$ отличны от нуля только в пределах ограниченных областей Ω_L, Ω_P и Ω_T , соответственно. Очевидно, что область Ω_P является выходным зрачком объектива O , область Ω_T — входной апертурой СВ, а Ω_L — площадкой излучателя.

Рассмотрим случай излучающей площадки с равномерной яркостью

$$L(x^*, y^*) = \begin{cases} L_0 & \text{при } x^*, y^* \in \Omega_L \\ 0 & \text{при } x^*, y^* \notin \Omega_L. \end{cases} \quad (32)$$

Подынтегральное выражение (27) перепишем в виде

$$P(\xi, \eta) T(\tilde{x}_S, \tilde{y}_S) L(x_S^*, y_S^*), \quad (33)$$

где

$$\tilde{x}_S = -\frac{x - \xi - z_0\varphi_{xj}}{2 - z_0\Phi}; \quad (34)$$

$$\tilde{y}_S = -\frac{y - \eta - z_0\varphi_{yj}}{2 - z_0\Phi}; \quad (35)$$

$$x_S^* = -\frac{\tilde{x}_S d}{z_0} - \frac{x_0 d}{z_0} + d\xi \left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d} \right); \quad (36)$$

$$y_S^* = -\frac{\tilde{y}_S d}{z_0} - \frac{y_0 d}{z_0} + d\eta \left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{d} \right). \quad (37)$$

Пусть точка \tilde{S} находится в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ и имеет координаты \tilde{x}_S, \tilde{y}_S , точка S — в плоскости OXY и имеет координаты ξ, η , точка S^* — в плоскости $O^*X^*Y^*$ и имеет координаты x_S^*, y_S^* .

Можно доказать, что луч, который проходит через точки S^* и S , пересекает плоскость $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ в точке \tilde{S} . Очевидно, что выражение (33) может быть отличным от нуля только при выполнении условия $S^* \in \Omega_L$. Если при всех $(\xi, \eta) \in \Omega_P$ и $(\tilde{x}_S, \tilde{y}_S) \in \Omega_T$ точка с координатами (x_S^*, y_S^*) принадлежит области Ω_L , то из выражений (27), (32) следует

$$E(x, y) = \frac{L_0}{z_0^2(2 - z_0\Phi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) \times T \left[-\frac{x - \xi - z_0\varphi_{xj}}{2 - z_0\Phi}, -\frac{y - \eta - z_0\varphi_{yj}}{2 - z_0\Phi} \right] d\xi d\eta. \quad (38)$$

Остановимся более подробно на условии, при котором выражения (27) и (38) эквивалентны. Освещенность в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ описывается функцией [13]

$$\tilde{E}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{1}{(z_0\gamma)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P\left(\frac{\xi}{\gamma}, \frac{\zeta}{\gamma}\right) \times L \left[\frac{d}{z_0}(\xi - \tilde{x} - x_0), \frac{d}{z_0}(\zeta - \tilde{y} - y_0) \right] d\xi d\zeta, \quad (39)$$

где $\gamma = z_0(1/z_0 - 1/f' + 1/d)$.

Введем в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ область $\tilde{\Omega}$ следующим образом: точка с координатами \tilde{x}, \tilde{y} принадлежит области $\tilde{\Omega}$ в том случае, если при всех $\xi, \eta \in \Omega_P$ точка с координатами x_S^*, y_S^* [вычислены по формулам (34), (35) при $\tilde{x}_S = \tilde{x}, \tilde{y}_S = \tilde{y}$] принадлежит области Ω_L . Из формул (39), (34)—(37) следует, что освещенность в любой точке области $\tilde{\Omega}$ постоянна и равна

$$\tilde{E}_0 = \frac{L_0}{4z_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \zeta) d\xi d\zeta. \quad (40)$$

Для точек плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$, не принадлежащих области $\tilde{\Omega}$, освещенность лежит в пределах $\tilde{E}_0 \dots 0$ (рис. 5). Следовательно, интеграл (27) может быть вычислен по формуле (38) только в том случае, когда $\Omega_T \in \tilde{\Omega}$.

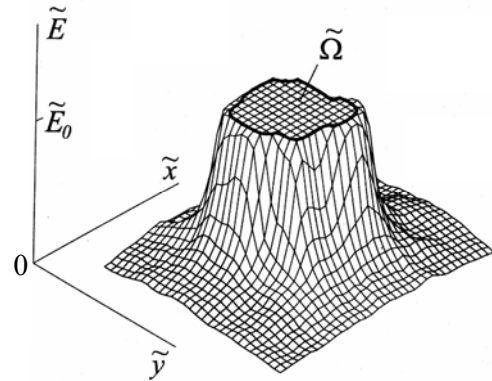


Рис. 5. Освещенности в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ и область $\tilde{\Omega}$

Из геометрической интерпретации свертки двух функций следует, что выражение (27) можно представить в виде (38) только тогда, когда поперечные размеры пятна рассеяния в плоскости $z = z_0$ [функция $P(\xi/\gamma, \zeta/\gamma)$] меньше увеличенной в $(-z_0/d)$ излучающей площадки {функция $L[-d/z_0(\xi - x_0), -d/z_0(\zeta - y_0)]$ } [13].

Для идеального СВ $\varphi_{xj} = 0, \varphi_{yj} = 0, \Phi = 0$, и формула (38) принимает вид

$$E(x, y) = \frac{L_0}{4z_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) T \left[-\frac{x - \xi}{2}, -\frac{y - \eta}{2} \right] d\xi d\eta. \quad (41)$$

Так как подынтегральное выражение не зависит от z_0 , то освещенность в любой точке плоскости OXY обратно пропорциональна квадрату расстояния между СВ и объективом O .

После подстановки в формулу (38) $\varphi_{xj} = 0, \varphi_{yj} = 0, \Phi \neq 0$ получим

$$E(x, y) = \frac{L_0}{z_0^2(2 - z_0\Phi)^2} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) T \left[-\frac{x - \xi}{2 - z_0\Phi}, -\frac{y - \eta}{2 - z_0\Phi} \right] d\xi d\eta. \quad (42)$$

После подстановки в формулу (38) $\varphi_{xj} \neq 0, \varphi_{yj} \neq 0, \Phi = 0$ получим

$$E(x, y) = \frac{L_0}{4z_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) T \times$$

$$\times \left[-\frac{x - \xi - z_0 \varphi_{xj}}{2}, -\frac{y - \eta - z_0 \varphi_{yj}}{2} \right] d\xi d\eta. \quad (43)$$

Имеем три варианта $E(x, y)$ для СВ (41)—(43).

Для вращательно-симметричного СВ из выражений (5) следует: $\varphi_{x1} = \varphi_{x2} = \dots = \varphi_x$, $\varphi_{y1} = \varphi_{y2} = \dots = \varphi_y$. Пусть функции $E_1(x, y)$ и $E_2(x, y)$ описывают освещенность при $z_0 = \zeta_1$ и $z_0 = \zeta_2$, соответственно. Тогда из формулы (43) следует

$$\frac{E_1(x, y)}{\zeta_2^2} = \frac{E_2[x + \varphi_x(\zeta_1 - \zeta_2), y + \varphi_y(\zeta_1 - \zeta_2)]}{\zeta_1^2}.$$

Для СВ на основе трех взаимно перпендикулярных зеркал функцию $T(\tilde{x}, \tilde{y})$ целесообразно представить в виде

$$T(\tilde{x}, \tilde{y}) = \sum_{j=1}^6 T_j(\tilde{x}, \tilde{y}). \quad (44)$$

Каждая из шести функций $T(\tilde{x}, \tilde{y})$ отлична от нуля только в той области входной апертуры СВ, где углы φ_{xj} , φ_{yj} являются постоянными. После подстановки выражения (44) в формулу (43) получим

$$E(x, y) = \frac{L_0}{4z_0^2} \sum_{j=1}^6 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) T_j \times \left[-\frac{x - \xi - z_0 \varphi_{xj}}{2}, -\frac{y - \eta - z_0 \varphi_{yj}}{2} \right] d\xi d\eta.$$

Численный пример

На рис. 6 изображена малогабаритная измерительно-телевизионная станция "Ока" (разработка и производство ФГУП "ОКБ МЭИ"). Для исправления сферической аберрации в качестве объектива передающего канала используется линза с асферической поверхностью. При малом угловом поле

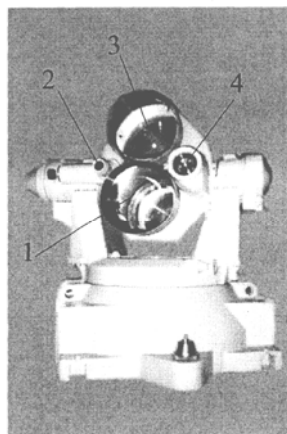


Рис. 6. Малогабаритная измерительно-телевизионная станция "Ока":

- 1 — входной зрачок объектива приемного канала;
- 2 — юстировочный визирный канал;
- 3 — выходной зрачок объектива передающего канала;
- 4 — объектив телевизионного канала

зрения этот объектив можно считать идеальной оптической системой.

Рассмотрим примеры использования полученных в настоящей статье формул для расчета освещенности, которую формирует световой пучок, отраженный от тетраэдрического СВ в плоскости входного зрачка объектива приемного канала станции "Ока". Функция пропускания выходного зрачка объектива передающего канала (объектив O) имеет вид

$$P(x, y) = \text{circ} \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{R_{\text{об}}} \right),$$

где $R_{\text{об}} = 100$ мм — радиус выходного зрачка.

Функция распределения яркости по излучающей площадке имеет вид

$$L(x^*, y^*) = L_0 \text{rect} \left(\frac{x^*}{a}, \frac{y^*}{a} \right),$$

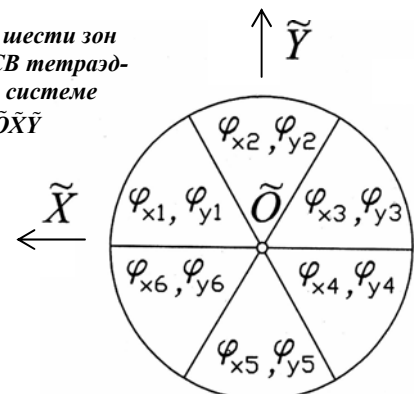
где $a = 0,8$ мм — сторона квадрата излучающей площадки, которая находится в передней фокальной плоскости объектива O : $d = f' = 300$ мм. Ориентация шести зон СВ, в пределах которых углы φ_{xj} , φ_{yj} являются постоянными, показана на рис. 7. Каждая из этих зон описывается функцией

$$T_j = \text{circ} \left(\frac{R}{R_T} \right) \text{rect} \left(\frac{\omega - \psi_j}{\Delta\psi} \right),$$

где полярные R , ω и Декартовы \tilde{x} , \tilde{y} координаты точки в плоскости $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$ связаны выражениями $\tilde{x} = -R \cos\omega$, $\tilde{y} = R \sin\omega$; $R_T = 22,5$ мм — радиус входной апертуры тетраэдрического СВ;

$\psi_j = (2j - 1)\Delta\psi/2$, $\Delta\psi = \pi/3$, j — номер зоны входного зрачка тетраэдрического СВ.

Рис. 7. Положение шести зон входной апертуры СВ тетраэдрического типа в системе координат $\tilde{O}\tilde{X}\tilde{Y}$



Для углов φ_{xj} , φ_{yj} выполняются равенства [14]:
 $\varphi_{xj} = -\varphi_{xj+3}$, $\varphi_{yj} = -\varphi_{yj+3}$ ($j = 1, 2, 3$).

Функция $T(\tilde{x}, \tilde{y})$ равна $T = \sum_{j=1}^6 \Gamma_j$.

Если $z_0 \geq R_{ob} d / 2a$, то область $\tilde{\Omega}$ представляет собой квадрат с центром на оси OZ . Стороны квадрата параллельны осям OX , OY и равны $|\frac{z_0}{d} a - 2R_{ob}|$. Расчет интеграла (27) велся численно, немультимпликативным методом, который реализован в фортрановской подпрограмме TWODQ [15].

Для случая $\varphi_{xj} = 0$, $\varphi_{yj} = 0$, $\Phi = 0$, $z_0 = 1$ км, $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ на рис. 8 показаны линии равных значений освещенности в плоскости OXY . График освещенности представляет собой усеченный конус с непрямолинейной образующей. Диаметры нижней и верхних площадок, соответственно, равны $2R_{ob} + 4R_T$ и $2R_{ob} - 4R_T$.

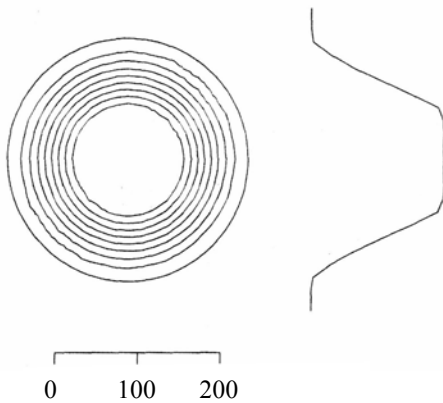


Рис. 8. Линии равных значений освещенности и график изменения освещенности при $x = 0$ (идеальный СВ)

При перемещении СВ в пределах области $\tilde{\Omega}$ освещенность во всех точках остается неизменной. Выход СВ за пределы области $\tilde{\Omega}$ приводит к изменению графика освещенности. Это отражено на рис. 9, где показаны линии равных значений освещенности при $\varphi_{xj} = 0$, $\varphi_{yj} = 0$, $\Phi = 0$, $z_0 = 1$ км, $x_0 = 0$, $y_0 = 1,3$ м.

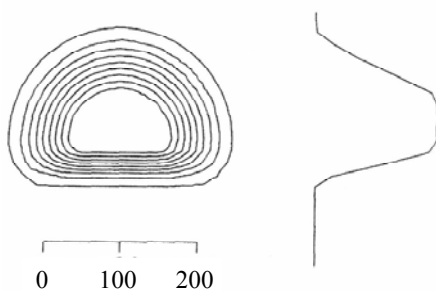


Рис. 9. Выход СВ за пределы области $\tilde{\Omega}$ приводит к изменению графика освещенности

На рис. 10 показаны линии равной освещенности при $\varphi_{x1} = \varphi_{x2} = \varphi_{x3} = 0$, $\varphi_{y1} = -\varphi_{y4} = 20''$, $\varphi_{y2} = -\varphi_{y5} = 20''$, $\varphi_{y3} = -\varphi_{y6} = 20''$, $\Phi = 0$, $z_0 = 1$ км, $x_0 = 0$, $y_0 = 0$.

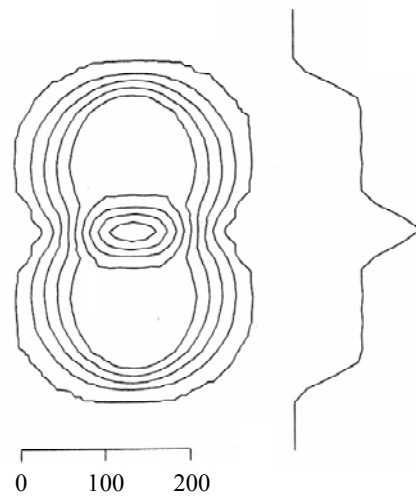


Рис. 10. Линии равной освещенности при ненулевых значениях углов φ_{yj}

Л и т е р а т у р а

1. Пик Л. И. Исследование действия призмного отражателя// Геодезия и картография. 1965. № 10. С. 29—34.
2. Ритынь Н. Э. Оптические свойства уголкового отражателя// Оптико-механическая промышленность. 1967. № 4. С. 1—5.
3. Фельдман Г. А. Расчет и выбор оптических элементов геодезических светодальномеров (оптимизация параметров). — М.: Недра, 1973. — 97 с.
4. Бороденко В. И. Структура светового пучка, отраженного от идеальной уголковой катафотирующей системы: Тр. Института НИИ Автоприборов. — М., 1974. Вып. 31. С. 36—47.
5. Бороденко В. И. Некоторые свойства уголковых конических катафотирующих систем// Там же. С. 28—36.
6. Решетин Е. Ф. Коэффициент силы света световозвращателя как функция угла расхождения// Там же. 1988. С. 105—114.
7. Рожин В. В. Расчет дальности действия охранного устройства "лучевой барьер" с отражателем// Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 4. С. 48—50.
8. Кориунов В. А. Анализ оптической схемы трассового газоанализатора с ретрорефлектором// Там же. 2003. Т. 70. № 6. С. 53—56.
9. Мазур М. М., Пожар В. Э., Шорин В. Н. Спектрально-оптические газоанализаторы на основе акустооптических фильтров для контроля содержания примесей в воздухе// Журнал аналитической химии. 1998. Т. 53. № 9. С. 996—998.
10. Измеритель дальности видимости ФИ-3. <http://www.lomo.ru/site/catalog/>
11. Джерард А., Берч Дж. Введение в матричную оптику. — М.: Мир, 1978. — 341 с.
12. Губель Н. Н. Аберрации децентрированных оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1975. — 272 с.
13. Мосягин Г. М., Немтинов В. Б., Лебедев Е. Н. Теория оптико-электронных систем. — М.: Машиностроение. 1990. — 432 с.
14. Ханох Б. Ю. Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах. — Минск: Изд-во БГУ, 1982. — 160 с.
15. <http://gams.nist.gov>.

Illuminance distribution formed by light beam reflected from a retroreflector

R. E. Ilinsky

Special Research Bureau OKB MEI, Moscow, Russia

This paper discusses a calculation in the approximation of geometrical optics of the irradiance distribution that forms the light beam after reflection from a retroreflector. The transmissive optical system consists of a collimating objective and a radiation source.

УДК 538.56:625.365

Условия безотражательного гашения электромагнитного излучения в слое поглощающего диэлектрика

Р. М. Касимов, Э. Р. Касимов

Институт химических проблем и Институт физики НАН Азербайджана, г. Баку, Азербайджан

Найдены условия безотражательного гашения электромагнитной волны при ее прохождении через плоский поглощающий слой диэлектрика, расположенного на границе раздела двух непоглощающих сред. Исследуется их зависимость от толщины поглощающего слоя, оптических свойств прилегающих сред и вещества поглощающего слоя. Рассмотрены энергетические соотношения между поглощенным в слое диэлектриком и прошедшим через него электромагнитного излучения в условиях отсутствия отражения волны.

Минимизация отражения электромагнитного излучения в направляющих оптических слоистых и прозрачных системах является хорошо известной и решаемой задачей [1, 2]. Однако ее решение значительно усложняется, если сама оптическая система или ее отдельные слои содержат поглощающие материалы.

Для исследования явления безотражательного гашения волн в поглощающих слоистых средах рассмотрим в качестве его начального этапа частную задачу отражения плоскополяризованной волны, падающей нормально на регулируемый по толщине слой поглощающего диэлектрика, который разделяет две полубесконечные прозрачные среды с коэффициентами преломления волны n_1 и n_2 . При падении волны из среды с n_1 комплексные значения коэффициентов отражения \hat{R} и преломления \hat{T} волны для рассматриваемой слоистой системы определяются выражениями:

$$\hat{R} = \frac{\hat{r}_1 + \hat{r}_2 \exp(-2ikl)}{1 + \hat{r}_1 \hat{r}_2 \exp(-2ikl)}; \quad \hat{T} = \frac{\hat{t}_1 \hat{t}_2 \exp(-ikl)}{1 + \hat{r}_1 \hat{r}_2 \exp(-2ikl)}, \quad (1)$$

где $\hat{r}_1 = (n_1 - \hat{n}) / (n_1 + \hat{n})$; $\hat{r}_2 = (\hat{n} - n_2) / (\hat{n} + n_2)$;

$\hat{t}_1 = 2n_1 / (n_1 + \hat{n})$; $\hat{t}_2 = 2\hat{n} / (\hat{n} + n_2)$ — соответственно, комплексные значения коэффициентов отражения и преломления на границах раздела смежных сред;

l и \hat{n} — толщина и комплексное значение коэффициента преломления поглощающего слоя [1].

Входящее в уравнения (1) волновое число для вещества поглощающего слоя равно

$$k = \frac{2\pi\hat{n}}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_g}(1 - iy), \quad (2)$$

где $\hat{n} = n - iy$; $y = \chi/n$ — фактор диэлектрических потерь;

$n = \lambda/\lambda_d$, χ — соответственно, коэффициенты преломления и поглощения вещества поглощающего слоя;

λ , λ_d — длина волны, соответственно, в вакууме и в поглощающем слое.

В рассматриваемой задаче

$$\hat{r}_1 = r_1 \exp(i\varphi_1); \quad \hat{r}_2 = r_2 \exp(i\varphi_2), \quad (3)$$