

Приближённая формула для углового распределения облучённости от неровной поверхности со сложной индикатрисой отражения

С.В. АЛЬКОВ, М.Л. БЕЛОВ, В.А. ГОРОДНИЧЕВ

НИУ «МГТУ им. Н.Э. Баумана»

E-mail: belov@bmmstu.ru

Аннотация

С использованием фотометрического подхода получено приближённое выражение для углового распределения облучённости от неровной анизотропной поверхности с локальной индикатрисой отражения, имеющей как диффузную (широкую в угловом смысле), так и квазизеркальную компоненты, при облучении поверхности пучком излучения с произвольного направления. Показано, что на угловое распределение облучённости существенно влияют характеристики наклонов неровностей поверхности, угол падения и направление пучка излучения, параметры диффузной и квазизеркальной компонент локальной индикатрисы отражения.

Ключевые слова: пучок излучения, облучённость, угловое распределение, неровная анизотропная поверхность, локальная индикатриса отражения, диффузная и квазизеркальная компоненты индикатрисы.

Введение

Задача расчёта углового распределения энергетических фотометрических параметров отражаемых поверхностями излучения представляет интерес для создания целого ряда устройств и систем – видения (лазерного, ночного), освещения (облучения), оптической локации, оптического мониторинга и др. [1–5].

В оптическом диапазоне для решения таких задач в большинстве случаев используются модели неровной поверхности либо с зеркальной, либо с ламбертовской индикатрисами отражения локальных участков [3–6].

Более общая модель неровной поверхности имеет сложную индикатрису отражения локальных участков – имеющую как широкую (в угловом смысле), так и зеркальную или квазизеркальную компоненты [7–10]. Однако, в работах, использующих для расчёта углового распределения энергетических фотометрических параметров такую модель индикатрисы отражения локальных участков, поверхность представлялась изотропной.

В статье с использованием фотометрического подхода (основанного на использовании для расчётов энергетических фотометрических величин – энергетической яркости (ЭЯ) и облучённости) выводится приближённое выражение для углового распределения облучённости от неровной, в общем случае анизотропной, поверхности со сложной локальной индикатрисой отражения, имеющей как диффузную (широкую в угловом смысле), так и квазизеркальную компоненты, при облучении поверхности пучком излучения с произвольного направления.

Постановка задачи

Пусть трёхмерная случайно-неровная поверхность S облучается пучком излучения с произвольного направления. Приближённое выражение для облучённости $E(\vec{r})$, создаваемой отражённым поверхностью излучением, можно получить из общего выражения [4] для потока излучения, регистрируемого по двухпозиционной схеме (когда источник и приёмник излучения разнесены в пространстве) приёмником с единичной площадью и телесным углом поля зрения 2π :

$$E(\vec{r}) = \int_S d\vec{R} \int_{2\pi} d\Omega(\vec{m}) L_r(\vec{R}, \vec{m}) L_{ref}(\vec{R}, \vec{m}) \cos\theta, \quad (1)$$

где $L_{ref}(\vec{R}, \vec{m})$ – ЭЯ отражённого от поверхности в точке \vec{R} в направлении \vec{m} излучения, приходящего в точку наблюдения \vec{r} ; $d\Omega(\vec{m})$ – элемент телесного угла; θ – угол между нормалью к поверхности S в точке \vec{R} и направлением на точку наблюдения \vec{r} ; $L_r(\vec{R}, \vec{m})$ – величина, имеющая размерность ср^{-1} . Если её умножить на $1 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$, то полученная величина будет иметь смысл ЭЯ, создаваемой на элементе поверхности S излучением, падающим от «фиктивного» источника [4, 5] (с параметрами приёмника, регистрирующего облучённость в точке наблюдения) с единичной площадью, потоком излучения 1 Вт и телесным углом поля зрения 2π .

Отметим, что выражение, аналогичное (1), было также получено применительно к оптической локации объёмных тел [11].

В рамках фотометрического подхода ЭЯ $L_{ref}(\vec{R}, \vec{m})$ при однородной отражающей поверхности может быть представлена как [4]

$$L_{ref}(\vec{R}, \vec{m}) = \chi(\vec{n}, \vec{m}) L_o(\vec{R}, \vec{m}), \quad (2)$$

где $\chi(\vec{n}, \vec{m})$ – локальная (относящаяся к элементарному участку неровной поверхности, много большему длины волны излучения, но намного меньшему размеров неровностей поверхности) индикатриса отражения; \vec{n}, \vec{m} – векторы, характеризующие направление падающего на поверхность и отражённого излучения; $L_o(\vec{R}, \vec{m})$ – ЭЯ отражённого излучения для идеального отражателя (ламбертовской поверхности с альбедо, равным единице).

Распределение ЭЯ $L_o(\vec{R}, \vec{m})$ имеет вид [4]

$$L_o(\vec{R}, \vec{m}) \equiv L_o(\vec{R}) = \frac{E_s(\vec{R})}{\pi}, \quad (3)$$

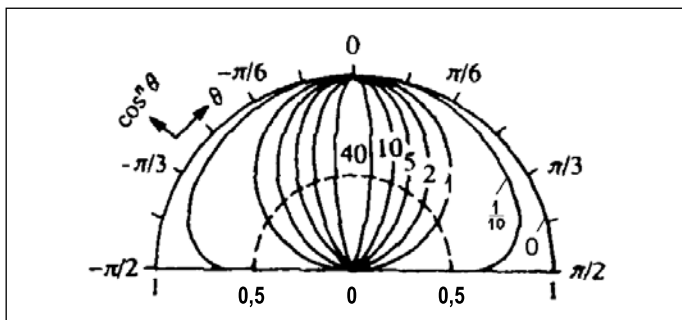


Рис. 1. Характер изменения функции $\cos^n\theta$

где $E_s(\vec{R})$ – облучённость элементарного участка поверхности, создаваемая падающим на поверхность пучком излучения (ПИ).

Локальная индикатриса отражения характеризует рассеивающие свойства локальных участков крупномасштабной поверхности S .

Если кроме ламбертовской составляющей (при которой ЭЯ распределена равномерно в полусфере, опирающейся на локальный участок поверхности) у локальной индикатрисы реальной поверхности есть и выраженная зеркальная компонента, то в качестве модели индикатрисы $\chi(\vec{n}, \vec{m})$ можно использовать следующее выражение (см., напр., [8]):

$$\chi(\vec{n}, \vec{m}) = \frac{A}{\alpha + \beta} \left[\alpha + \beta \frac{\pi}{\cos\theta_{spec}} \delta(\vec{m} - \vec{m}_{spec}) \right], \quad (4)$$

где A – альбеда элементарной отражающей площадки; α и β – доли ламбертовского и зеркального отражений для элементарной отражающей площадки, $\alpha + \beta = 1$; \vec{m}_{spec} – вектор зеркального отражения, зависящий от вектора направления падающего излучения \vec{n} и вектора нормали \vec{k} к отражающей площадке; $\vec{m}_{spec} = \vec{n} - 2\vec{k}(\vec{k}\vec{n})$; θ_{spec} – угол между нормалью к отражающей площадке \vec{k} и вектором \vec{m}_{spec} .

У индикатрисы отражения более общего вида, чем (4), и диффузная (широкая в угловом смысле), и квазизеркальная компоненты могут иметь параметры, меняющие их угловую ширину (похожая индикатриса использовалась в [9]):

$$\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \frac{1}{\alpha \frac{1}{n+2} + \beta} \left[\alpha (\vec{k}\vec{m})^n + \beta \frac{1}{\cos\theta_{spec}\Delta^2} \exp\left\{-\frac{(\vec{m} - \vec{m}_{spec})^2}{\Delta^2}\right\} \right], \quad (5)$$

где n – параметр, характеризующий угловую ширину диффузной составляющей индикатрисы отражения, $n > 0$; Δ – параметр, характеризующий угловую ширину квазизеркальной составляющей отражения.

Первое слагаемое в (5) описывает диффузную (широкую в угловом смысле) компоненту локальной индикатрисы, а второе – квазизеркальную (узкую в угловом смысле) компоненту локальной индикатрисы, которая в пределе ($\Delta \rightarrow 0$) переходит в зеркальную компоненту.

Индикатрисы (4) и (5) нормированы условием

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \chi(\vec{n}, \vec{m}) \cos\theta d\Omega(\vec{m}) = A.$$

При $n = 0$ и $\beta = 0$ выражение (5) переходит в выражение для индикатрисы отражения ламбертовской поверхности: $\chi(\vec{n}, \vec{m}) \equiv A$. При $\alpha = 0$ в формуле (5) остаётся только квазизеркальная составляющая отражения, переходящая в зеркальную при $\Delta \rightarrow 0$.

При $\beta = 0$ и произвольном n формула (4) переходит в выражение [12]:

$$\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \frac{n+2}{2} \cos^n\theta, \quad (6)$$

где θ – угол между нормалью к элементарному участку ровной поверхности и направлением наблюдения.

На рис. 1 [12] показан характер изменения функции $\cos^n\theta$, определяющей угловую зависимость индикатрисы отражения (6), при разных значениях параметра n (соответствующие значения параметра n проставлены у каждой кривой). Из рисунка видно, что в рамках используемой модели локальная индикатриса отражения может меняться от широкой ламбертовской (для которой $\chi(\vec{n}, \vec{m}) \equiv A$) до очень узкой.

В статье приближённая формула для углового распределения облучённости от неровной анизотропной поверхности получена из интегрального выражения (1) с использованием выражений (2) и (3) для индикатрисы отражения локальных участков (5).

Формула для углового распределения облучённости от неровной поверхности

Используя выражения (2), (3) и (5) (как в [4]), из (1) получим приближённое выражение для облучённости $E(\vec{r})$, создаваемой отражённым от случайно неровной поверхности, с локальной индикатрисой (5), излучением (считая, что угловая ширина ПИ и угловая ширина квазизеркальной составляющей локальной индикатрисы намного меньше среднеквадратического значения наклонов поверхности S , причём источник излучения и точка наблюдения находятся в одной плоскости – XOZ):

$$E(\vec{r}) \cong \frac{A}{\pi} \frac{1}{\left(\alpha \frac{1}{n+2} + \beta\right) z_r^2} \left\{ \alpha \int_{S_o} d\vec{R} E_s(\vec{R}'_{oc}) (\vec{k}(\vec{R}_o)\vec{m})^n + \beta \int_{S_o} d\vec{R} E_s(\vec{R}'_{oc}) \frac{1}{\cos\theta_{spec}\Delta^2} \exp\left\{-\frac{(\vec{m} - \vec{m}_{spec})^2}{\Delta^2}\right\} \right\}, \quad (7)$$

где $\vec{R}'_{oc} = \{[R_{ox} \text{ctg}\theta_s - \zeta(\vec{R}_o)] \sin\theta_s, R_{oy}\}$; S_o – проекция неровной поверхности S на плоскость $Z = 0$; $\vec{R}_o = \{R_{ox}, R_{oy}\}$ – вектор на поверхности S_o ;

$E_s(\vec{R}) = (\vec{n}\vec{k}) E_s^n(\vec{R})$; $E_s^n(\vec{R})$ – распределение облучённости в поперечном сечении пучка излучения; в гауссовом приближении [4]

$$E_s^n(\vec{R}) \cong \frac{P_o \exp\left(-\frac{R^2}{\alpha_s^2 z_s^2}\right)}{\pi \alpha_s^2 z_s^2};$$

P_o и α_o – поток излучения источника и угловая ширина ПИ; z_s и z_r – наклонные расстояния от источника излучения (вдоль оптической оси ПИ от точки наблюдения до центра оптического пятна на поверхности); $\zeta(\vec{R}_o)$ – высота поверхности S в точке \vec{R}_o ; $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ – единичный вектор нормали к локальной площадке неровной поверхности S ; θ_s – угол между нормалью к поверхности S_o и направлением на источник излучения.

При получении (7) считалось, что наклонные расстояния от источника излучения (вдоль оптической оси ПИ) и точки наблюдения до центра облучённого пятна на поверхности много больше высоты неровностей поверхности S . Положение точки наблюдения \vec{r} в (7) характеризуется расстоянием до поверхности z_r и вектором \vec{m} .

В качестве модели неровной поверхности будем использовать модель трёхмерной однородной анизотропной случайно неровной поверхности. Такую поверхность можно выразить в виде функции $z = \zeta(\vec{R})$, где z – высота поверхности в точке R . Пусть случайная функция $\zeta(\vec{R})$ – однозначная и достаточно гладкая, и характеризуется плотностью вероятности $W(\zeta)$. Аналогично, поле

наклонов поверхности $\vec{\gamma} = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ (величины $\gamma_x = \frac{\partial \zeta}{\partial x}$ и $\gamma_y = \frac{\partial \zeta}{\partial y}$ определяют тангенсы углов наклона поверхности $z = \zeta(\vec{R})$ к плоскости $Z = 0$) характеризуется плотно-

стью вероятности $W(\gamma_x, \gamma_y)$.

Законы распределения высот и наклонов поверхности примем нормальными. Нормальные законы распределения высот и наклонов отражают тот довольно очевидный факт, что для большинства поверхностей вероятность больших отклонений от среднего (высот или наклонов) всегда меньше, чем малых.

Будем считать поверхность в среднем плоской. Тогда единственными статистическими характеристиками случайно неровной поверхности являются дисперсии вы-

сот $\langle \zeta^2 \rangle$ и наклонов $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle$ поверхности. Здесь угловые

скобки означают усреднение по ансамблю поверхностей.

Усредняя значения E по высотам и наклонам случайно неровной поверхности S (полагая, что она плавно неровная), получим следующую приближённую формулу для средней облучённости \bar{E} (считая, что среднеквадратические значения высот поверхности много меньше размеров ПИ на поверхности):

$$\begin{aligned} \bar{E}(\vec{r}) \cong & \frac{A a_s}{z_s^2 z_r^2 C_s \cos \theta_s} \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta} [\alpha F(\theta_s, \theta_r) + \\ & + \frac{\beta q^4}{8 q_z^4 \langle \gamma_x^2 \rangle \langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2}} \exp\left(-\frac{q_x^2}{2 q_z^2 \langle \gamma_x^2 \rangle}\right)], \end{aligned} \quad (8)$$

где $q_x = (\sin \theta_s - \sin \theta_r)$; $q_z = -(\cos \theta_s - \cos \theta_r)$; $\vec{r} = \{z_r, \theta_r\}$; θ_r – угол между нормалью к поверхности S_o и направлением на точку наблюдения; для изотропной поверхности с диффузной компонентой локальной индикатрисы вида $[(n+2)/2] \cdot \cos^n \theta$ и дисперсией наклонов $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle \equiv \gamma_o^2$

$$\begin{aligned} F(\theta_s, \theta_r) = F_{is}(\theta_s, \theta_r, n) = \\ = \cos^n \theta_r (2\gamma_o^2)^{-n/4} \exp\left(\frac{1}{4\gamma_o^2}\right) [\cos \theta_r \cos \theta_s (2\gamma_o^2)^{-1/4} \times \\ \times W_{\frac{n+1}{4}, \frac{n-1}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_o^2}\right) + \\ + \frac{1}{2} \sin \theta_r \sin \theta_s (n+1) (2\gamma_o^2)^{1/4} W_{\frac{n+3}{4}, \frac{n-3}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_o^2}\right)]; \end{aligned} \quad (9)$$

а для анизотропной поверхности с диффузной компонентой локальной индикатрисы, совпадающей с ламбертовской, и дисперсиями наклонов $\langle \gamma_x^2 \rangle, \langle \gamma_y^2 \rangle$

$$\begin{aligned} F(\theta_s, \theta_r) = F_{an}(\theta_s, \theta_r) = \\ = \frac{a \exp\left(\frac{1}{2a}\right)}{4 \langle \gamma_x^2 \rangle \langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^{-k}}{k!} \left(\frac{\mu}{2}\right)^{2k} \{\sin \theta_s \sin \theta_r a^{1/4} \times \\ \times \frac{\Gamma(2k+2)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-\frac{3}{4}, k+\frac{3}{4}}\left(\frac{1}{a}\right) - \sin \theta_s \sin \theta_r a^{-1/4} \times \\ \times \frac{\Gamma(2k+3)}{\Gamma(k+2)} \frac{\mu}{2} W_{-k-\frac{5}{4}, k+\frac{5}{4}}\left(\frac{1}{a}\right) + \\ + 2 \cos \theta_s \cos \theta_r a^{-1/4} \frac{\Gamma(2k+1)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-\frac{1}{4}, k+\frac{1}{4}}\left(\frac{1}{a}\right)\}; \\ a = 4 \left(\frac{1}{\langle \gamma_x^2 \rangle} + \frac{1}{\langle \gamma_y^2 \rangle}\right)^{-1}; \mu = 0,5 a \delta; \delta = 0,5 \left(\frac{1}{\langle \gamma_x^2 \rangle} - \frac{1}{\langle \gamma_y^2 \rangle}\right); \end{aligned} \quad (10)$$

$\Gamma(k)$ – гамма-функция; $W_{n,m}(x)$ – функция Уиттекера.

В предельном случае плоской ламбертовской поверхности ($n = 0, \beta = 0, \langle \gamma_{x,y}^2 \rangle \rightarrow 0$) формула (8) совпадает с ана-

логичным более ранним результатом [5] (предельный случай плоской зеркальной поверхности (8) не описывает, так как она получена при условии, что угловая ширина ПИ намного меньше среднеквадратического значения наклонов поверхности). В частном случае случайно неровной локально ламбертовской поверхности ($n = 0, \beta = 0$) формула (8) совпадает с результатами в [13]. Для изотропной случайно неровной поверхности (8) согласуется с соответствующими результатами работы [9], а для локальной индикатрисы, имеющей ламбертовскую и зеркальную компоненты, – работы [14].

Поскольку формула (8) получена при условии, что среднеквадратическое значение высот поверхности $\langle \zeta^2 \rangle$ много меньше размеров ПИ на поверхности и угловая ширина квазизеркальной составляющей много меньше среднек-

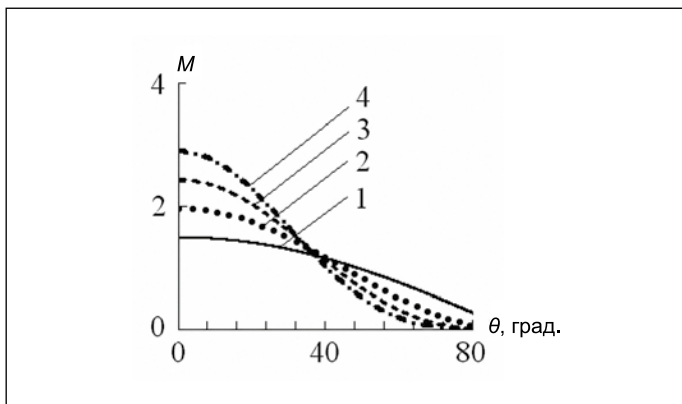


Рис. 2. Угловое распределение облучённости от неровной поверхности с локальной индикатрисой отражения $\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \cdot [(n + 2)/2] \cdot \cos^n \theta$

вадратического значения наклонов поверхности, то величины $\langle \zeta^2 \rangle$ и Δ^2 в приближённую формулу (8) не вошли.

Усреднение в формуле (8) в общем случае ведётся по ансамблю реализаций случайных поверхностей. Однако, если не только среднеквадратические значения высот поверхности, но и размеры неровностей поверхности много меньше размеров ПИ на поверхности, то усреднение в реальном эксперименте проводится за счёт большого размера оптического пятна на поверхности S .

Результаты расчётов и их обсуждение

Основная трудность расчётов углового распределения облучённости от неровной поверхности со сложной индикатрисой отражения по приближённой формуле (8) связана с тем, что (9) и (10) содержат специальные функции (функции Уиттекера $W_{n,m}(x)$).

При проведении расчётов учитывалось, что поверхность S – плавно неровная ($\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} \ll 1$), и функции

Уиттекера аппроксимировались выражениями на основе асимптотического ряда для функций Уиттекера [15] (учитывались только три члена ряда).

Это приводит к достаточно простым и точным, для плавно неровной поверхности с $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} \ll 1$, выражениям. Например, для изотропной поверхности с диф-

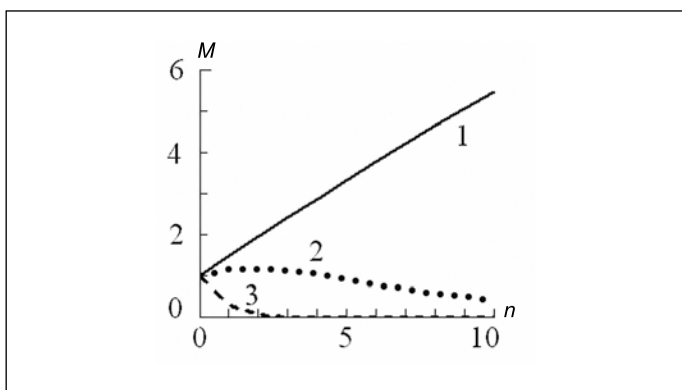


Рис. 3. Зависимость величины M от параметра n

фузной компонентой локальной индикатрисы вида $[(n + 2)/2] \cdot \cos^n \theta$ и дисперсией наклонов $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle \equiv \gamma_o^2$ приближённое выражение для $F_{is}(\theta_s, \theta_r, n)$ имеет вид

$$F_{is}(\theta_s, \theta_r, n) \approx \cos \theta_s \cos^{n+1} \theta_r \left\{ 1 - \frac{\gamma_o^2}{8} [(n+3)^2 - (n-1)^2] + \right. \\ \left. + \frac{\gamma_o^4}{128} [(n+3)^2 - (n-1)^2] [(n+7)^2 - (n-1)^2] \right\} + \\ + \sin \theta_r \sin \theta_s \cos^n \theta_r (n+1) \gamma_o^2 \left\{ 1 - \frac{\gamma_o^2}{8} [(n+5)^2 - (n-3)^2] \right\}.$$

Рис. 2 иллюстрирует угловое распределение облучённости от неровной поверхности с локальной индикатрисой

отражения $\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \frac{n+2}{2} \cos^n \theta$ (т.е. без квазизеркальной

компоненты). На рисунке приведены результаты расчётов зависимости от угла наблюдения θ_r величины M – отношения облучённости \bar{E} от поверхности с локальной индикатрисой отражения $\chi(\vec{n}, \vec{m}) = [(n + 2)/2] \cdot \cos^n \theta$ к облучённости от поверхности с локально-ламбертовской индикатрисой отражения:

$$M \cong \frac{n+2}{2} \frac{F_{is}(\theta_s, \theta_r, n)}{F_{is}(\theta_s, \theta_r, n=0)}.$$

Расчёты проводились при следующих значениях параметров:

$$\theta_s = 40^\circ; \langle \gamma_x^2 \rangle^{1/2} = \langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2} = 0,1; \mathbf{1} - n=1; \mathbf{2} - n=2; \mathbf{3} - n=3; \mathbf{4} - n=4.$$

Из рис. 2 видно, что параметр n , характеризующий угловую ширину диффузной составляющей индикатрисы, существенно влияет на угловое распределение облучённости. Причём при углах $\theta_r \leq 40^\circ$ облучённость \bar{E} растёт с ростом n и может быть значительно больше облучённости от поверхности с локально-ламбертовской индикатрисой отражения, а при $\theta_r > 40^\circ$ с ростом n \bar{E} падает. Это хорошо иллюстрирует рис. 3, на котором приведена расчётная зависимость M от n при трёх разных значениях θ_r . При этом расчёты проводились при следующих значениях параметров:

$$\theta_s = 40^\circ; \langle \gamma_x^2 \rangle^{1/2} = \langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2} = 0,1; \mathbf{1} - \theta_r = 0^\circ; \mathbf{2} - \theta_r = 40^\circ; \\ \mathbf{3} - \theta_r = 80^\circ.$$

Заметим, что, поскольку формула (8) получена для плавно неровной поверхности ($\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} \ll 1$), распре-

деление облучённости от неровной поверхности с локальной индикатрисой отражения $\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \cdot [(n + 2)/2] \cdot \cos^n \theta$ (без квазизеркальной компоненты) слабо зависит от среднеквадратических значений наклонов поверхности $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2}$.

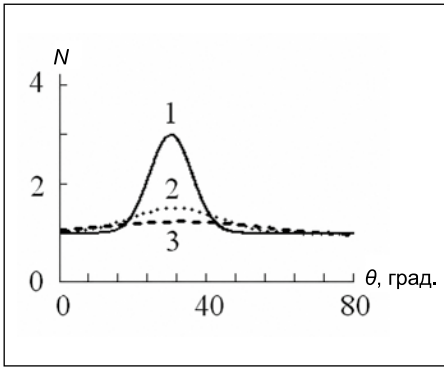


Рис. 4. Угловое распределение облучённости при разных среднеквадратических значениях наклонов поверхности

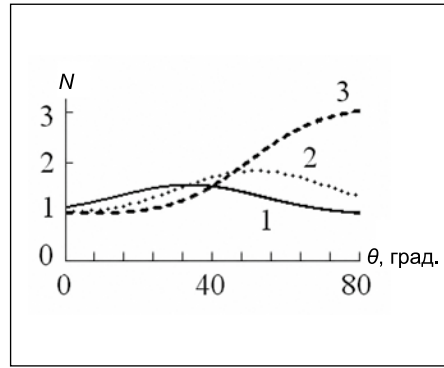


Рис. 5. Влияние угла облучения поверхности θ_s на угловое распределение облучённости

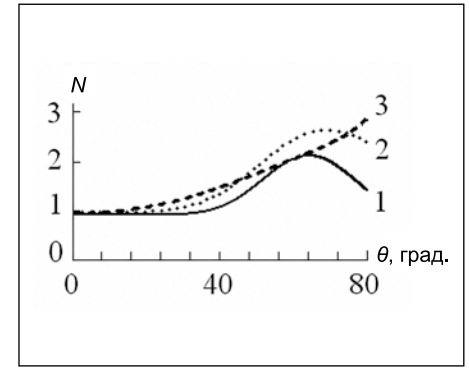


Рис. 6. Влияние направления облучения на угловое распределение облучённости от анизотропной поверхности

Ситуация меняется, когда индикатриса имеет квазизеркальную компоненту.

На рис. 4–6 показано влияние квазизеркальной составляющей локальной индикатрисы отражения элементарных отражающих участков поверхности на угловое распределение облучённости \bar{E} . Здесь приведены результаты расчётов зависимости от угла θ_r , величины N — отношения облучённости \bar{E} от анизотропной поверхности с локальной индикатрисой, имеющей квазизеркальную компоненту и диффузную компоненту, совпадающую с ламбертовской, к облучённости от изотропной поверхности только с локально ламбертовской индикатрисой отражения:

$$N \cong \frac{1}{\alpha + \beta} \frac{[\alpha F_{an}(\theta_s, \theta_r) + \frac{\beta q^4}{8q_z^4 (\langle \gamma_x^2 \rangle \langle \gamma_y^2 \rangle)^{1/2}} \exp(-\frac{q_x^2}{2q_z^2 \gamma_{ox}^2})]}{F_{is}(\theta_s, \theta_r, n=0)}$$

При этом на рис. 4 показано угловое распределение облучённости при трёх разных среднеквадратических значениях наклонов поверхности. Расчёты проводились при следующих значениях параметров: $\theta_s = 30^\circ$; $\alpha = 0,97$; $\beta = 0,03$, $1 - \langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} = 0,05$; $2 - \langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} = 0,1$; $3 - \langle \gamma_{x,y}^2 \rangle^{1/2} = 0,15$.

Видно, что в направлении, близком к углу зеркального отражения ($\theta_r = -\theta_s$), появляется пик, высота и ширина которого сильно зависят от среднеквадратического значения наклонов неровной поверхности (и, конечно, от доли зеркальной составляющей локальной индикатрисы отражения поверхности).

Рис. 5 и 6 иллюстрируют зависимость углового распределения облучённости от угла θ_s (рис. 5) и от направления облучения (рис. 6). В части рис. 5 расчёты проводились при следующих значениях параметров: $\alpha = 0,95$; $\beta =$

$= 0,05$; $1 - \theta_s = 30^\circ$; $2 - \theta_s = 45^\circ$; $3 - \theta_s = 60^\circ$; $\langle \gamma_x^2 \rangle^{1/2} = 0,15$;

$\langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2} = 0,1$. При этом облучение поверхности проводилось в одной плоскости — XOZ . А в части рис. 6 моделировалось облучение поверхности в трёх плоскостях: **1** — пло-

скости XOZ ; **2** — плоскости, составляющей 45° с плоскостями XOZ и YOZ ; **3** — плоскости YOZ ; $\theta_s = 60^\circ$; $\alpha = 0,95$,

$\beta = 0,05$; $\langle \gamma_x^2 \rangle^{1/2} = 0,1$; $\langle \gamma_y^2 \rangle^{1/2} = 0,2$.

Из рис. 5 и 6 также видно — характер углового распределения облучённости сложным образом зависит от угла θ_s и направления облучения. Причём с ростом θ_r , облучённость может расти (так как пик отражения квазизеркальной компоненты максимума с увеличением θ_r ещё «не прошёл»).

Заключение

Таким образом, с использованием фотометрического подхода получено приближённое выражение для углового распределения облучённости от неровной анизотропной поверхности с локальной индикатрисой отражения, имеющей как диффузную, так и квазизеркальную компоненту, при облучении поверхности пучком излучения с произвольного направления. Показано, что угловое распределение облучённости сложным образом зависит от характеристик наклонов неровностей поверхности, угла и направления облучения, параметров диффузной и квазизеркальной компонент локальной индикатрисы отражения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Знак, 2006. — 972 с.
2. Карасик В.Е., Орлов В.М. Лазерные системы видения. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. — 478 с.
3. Оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды / Под ред. В.Н. Рождествина. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. — 528 с.
4. Основы импульсной лазерной локации / Под ред. В.Н. Рождествина. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010. — 572 с.
5. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / Под ред. В.М. Орлова. — Новосибирск: Наука, 1982. — 225 с.
6. Топорев А.С. Оптика шероховатой поверхности. — Л.: Машиностроение, 1988. — 191 с.

7. *Ticconi F., Pulvirenti L., Pierdicca N.* Models for Scattering from Rough Surfaces. URL: <http://cdn.intechopen.com/pdfs-wm/16082.pdf> (дата обращения: 21.09.2016).

8. *Копилович Л.Е., Фукс И.М.* Индикатрисы рассеяния и альbedo сильношероховатых поверхностей // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1981. – Т. 24, № 7. – С. 840–850.

9. *Белов М.Л., Орлов В.М.* О мощности, регистрируемой лидаром при зондировании в атмосфере поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния // *Оптика атмосферы.* – 1991. – Т. 4, № 10. – С. 1066–1069.

10. *Лабунец Л.В.* Цифровые модели изображений целей и реализаций сигналов в оптических локационных системах. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 216 с.

11. *Варшавчик М.Л.* Влияние рассеивающих свойств атмосферы на погрешность измерения эффективной площади рассеяния объёмных тел // *Оптико-механическая промышленность.* – 1988. – № 3. – С. 8–10.

12. *Обратные задачи в оптике* / Под. ред. Г.П. Болтса. – М.: Машиностроение, 1984. – 199 с.

13. *Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования* / Под. ред. В.Е. Зуева. – Новосибирск: Наука, 1988. – 164 с.

14. *Белов М.Л., Козинцев В.И., Стрелков Б.В.* Рассеяние лазерного пучка на случайно-неровной поверхности со сложной локальной индикатрисой отражения в турбулентной атмосфере // *Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение.* – 2007. – № 2. – С. 63–67.

15. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Наука, 1971. – 1108 с.



Альков Сергей Витальевич, кандидат техн. наук, доцент. Окончил в 1978 г. Курский политехнический институт. Декан факультета «Радиоэлектроника, лазерная и медицинская техника» НИУ «МГТУ им. Н.Э. Баумана»



Белов Михаил Леонидович, доктор техн. наук, профессор. Окончил в 1973 г. МЭИ. Главный научный сотрудник НИИ «Радиоэлектроника и лазерная техника» НИУ «МГТУ им. Н.Э. Баумана»



Городничев Виктор Александрович, доктор техн. наук, старший научный сотрудник. Окончил в 1976 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Начальник отдела НИИ «Радиоэлектроника и лазерная техника» НИУ «МГТУ им. Н.Э. Баумана»

Немецкие учёные собрали систему, светящую, как 10 тысяч солнц

Учёные из Германского центра авиации и космонавтики создали новую мощную световую систему, которая может в одном месте сфокусировать энергию, эквивалентную излучению 10 тыс. солнц.



23 марта она прошла первые испытания. Об экспериментальной системе сообщается на портале *Gizmodo*. Она называется «SYNLIGHT» и находится в Юлихе, примерно в 15 км западнее Кёльна.

Система состоит из 149 ксеноновых короткодуговых ламп – аналогичные используются в больших кинопроекторах – чтобы производить и фокусировать столько лучистой энергии, сколько было бы получено от 10 тыс. солнц, таких, как наше. В ходе запуска исследователи сконцентрировали излучение 350-киловаттного светового массива на одном металлическом листе размером 20×20 см. Как говорит директор центра Бернхард Хоффшмидт, система способна создавать температуры до 3000 °С. Размеры самой конструкции составляют 14 м в высоту и 16 м в ширину.

Цель разработчиков – найти новые способы создания водорода, экологически чистого топлива. Фокусируя свет в одной точке, система нагревает металл до 800 °С, а после его распыляют водным паром. Металл реагирует с кислородом в воде, а водород остаётся.

Внутри здания, где работает система, разумеется, нельзя находиться – одной секунды воздействия отражаемого от стен излучения хватит, чтобы поджарить человека.

Водород очень летуч, так что к водородному топливу придётся относиться с осторожностью. Тем не менее его можно будет использовать в автомобилях и самолётах – существуют высокопрочные герметизированные резервуары, которые в случае повреждения мгновенно рассеивают содержимое в атмосфере. В качестве альтернативы можно добавлять к смеси окись углерода и получать экологически чистое керосиновое топливо, которое можно использовать в авиационной и ракетной промышленности.

«В будущем возобновляемые источники энергии станут основой глобального энергоснабжения, – говорит глава отдела Агентства по энергетике и транспорту Карстен Леммер. – Виды топлива, получаемые с использованием солнечной энергии, имеют большой потенциал для долговременного хранения, синтеза химического сырья и сокращения выбросов CO₂».

Сейчас система «SYNLIGHT» ограничена количеством электричества, требуемым для работы. Всего за четыре часа она тратит столько энергии, сколько обычный дом за год. Учёные рассчитывают за ближайшие несколько лет доработать систему и перевести её на питание от солнечных батарей.

Пока что система находится на стадии тестирования, но как только удастся добиться значимых результатов, её габариты будут увеличены в 10 раз. По оценкам исследователей, это произойдёт уже в течение нескольких лет.

www.gazeta.ru
24.03.2017