

М. Л. Белов, В. А. Городничев,
В. И. Козинцев

РАСSEЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА НЕРОВНОЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрено рассеяние лазерного пучка на случайно неровной земной поверхности. Аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником, получено для случая турбулентной атмосферы при нормальном распределении высот и наклонов земной поверхности. Показано, что принимаемая мощность сильно зависит от ширины локальной индикатрисы рассеяния, причем вид этой зависимости определяется, в основном, углами освещения и приема. Полученные аналитические формулы хорошо согласуются с результатами численных расчетов.

Задача рассеяния лазерного пучка на неровной земной поверхности рассматривалась в ряде работ (например, в работах [1–9]). Однако основное внимание в этих работах уделено особенностям, связанным со схемой облучения и приема и с влиянием атмосферы, а эффекты, связанные с локальным отражением поверхности, мало исследованы.

В настоящей работе исследована мощность, регистрируемая приемником в общей схеме бистатической локации (когда источник и приемник разнесены в пространстве) неровной земной поверхности, а также влияние локальной индикатрисы отражения на принимаемую мощность и проведено сравнение полученных результатов с численными расчетами.

Пусть неровная земная поверхность S облучается узким лазерным пучком. Пренебрежем затенениями одних элементов поверхности другими.

Рельеф земной поверхности S невозможно описать какой-либо регулярной функцией, даже участки однородной поверхности (пашня, луг и т.п.) отличаются друг от друга своей мелкой структурой: расположением борозд, комков земли и т.д. Даже если удастся подобрать регулярную функцию, описывающую данный участок местности, то эта функция не подойдет для других участков. Поэтому рельеф земной поверхности может быть описан только статистически [10].

Выбор класса случайных полей для описания случайного поля высот земной поверхности (имеющих нормальный или иной закон распределения, однородных или неоднородных, изотропных или анизотропных) в общем случае определяется типом рельефа, размерами

участков местности, которые рассматриваются (модель, подходящая для описания небольших участков земной поверхности, может не подойти для описания больших участков, и наоборот), и спецификой решаемой задачи.

При решении задач рассеяния лазерного пучка на неровной земной поверхности, как правило, рассматриваются небольшие участки местности, для которых поле рельефа можно считать однородным и в среднем плоским. В условиях равнинной и холмистой местности вполне обоснованным является представление о рельефе как о реализации нормального однородного и изотропного случайного поля. Согласно нормальному закону распределения высот для таких поверхностей, как пески, пашня, холмы и т.п., вероятность больших отклонений от среднего значения всегда меньше, чем вероятность малых отклонений.

В качестве модели рельефа неровной земной поверхности будем использовать модель трехмерной случайно неровной в среднем плоской поверхности.

Кроме геометрического описания неровной земной поверхности, необходимо также задать характеристики отражения излучения на достаточно малых локальных участках крупномасштабной поверхности S (размеры локальных участков намного меньше характерных масштабов поверхности S , но намного больше длины волны излучения).

Основной характеристикой отражающих свойств земных поверхностей, обычно используемой на практике, является индикатриса отражения. Индикатриса отражения определяется как отношение яркости исследуемой поверхности в данном направлении $L(\vec{n}, \vec{m})$ к яркости идеального (ламбертовского) рассеивателя L_0 :

$$\chi(\vec{n}, \vec{m}) = \frac{L(\vec{n}, \vec{m})}{L_0}, \quad (1)$$

где \vec{n}, \vec{m} — единичные векторы, соответствующие направлениям падающего и отраженного излучения.

Индикатриса нормирована условием

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

где $d\Omega(\vec{m})$ — телесный угол; A — коэффициент отражения по мощности (альбедо), в общем случае зависящий от направления падающего излучения.

Для идеального рассеивателя (ламбертовской поверхности) локальная индикатриса отражения χ_0 не зависит от \vec{n} и \vec{m} , т.е. $\chi(\vec{n}, \vec{m}) \equiv \chi_0 \equiv A$ [1].

Яркость L_0 идеального (ламбертовского) рассеивателя (с альбедо, равным единице) определяется следующим образом [1]:

$$L_0 = \frac{E_{\text{и}}}{\pi}, \quad (3)$$

где $E_{\text{и}}$ — освещенность элементарной рассеивающей площадки, создаваемая излучением, падающим на поверхность от источника.

При освещении отражающей поверхности пространственно ограниченным (например, лазерным) пучком величины $L(\vec{n}, \vec{m})$, L_0 , $E_{\text{и}}$ будут зависеть от пространственной координаты \vec{R} в поперечном сечении лазерного пучка.

Индикатрисы отражения поверхностей природных образований имеют сложный вид. Кроме того, они зависят от многих факторов — спектрального диапазона, сезона, погодных условий, высоты Солнца, азимута наблюдения и др. Это вызывает трудности при использовании экспериментально измеренных индикатрис отражения для теоретических оценок и получения результатов в аналитическом виде. Поэтому при проведении энергетических расчетов на практике используются простые модели индикатрис отражения земных поверхностей. Наиболее часто используются модели плоской ламбертовской поверхности и неровной поверхности с ламбертовской локальной индикатрисой отражения.

Более приближенной к индикатрисам реальных земных поверхностей является модель, для которой может изменяться угловая ширина индикатрисы отражения.

В качестве локальной индикатрисы отражения $\chi(\vec{n}, \vec{m})$ неровной земной поверхности S будем использовать следующую модель, удовлетворяющую условиям нормировки (2):

$$\chi(\vec{n}, \vec{m}) = A \frac{p+2}{2} \cos^p \theta, \quad (4)$$

где p — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы отражения, $p > 0$; θ — угол между нормалью к элементарному участку неровной поверхности и направлением наблюдения.

При $p = 0$ формула (4) переходит в выражение для индикатрисы отражения ламбертовской поверхности χ_0 .

На рис. 1 [11] представлен график функции $\cos^p \theta$ (определяющей угловую зависимость индикатрисы отражения, соответствующей модели (4)) при разных значениях параметра p ; соответствующие значения параметра p приведены для каждой кривой. Из рисунка видно, что в рамках используемой модели локальная индикатриса отражения может изменяться от широкой ламбертовской (для которой $\chi(\vec{n}, \vec{m}) \equiv A$) до очень узкой.

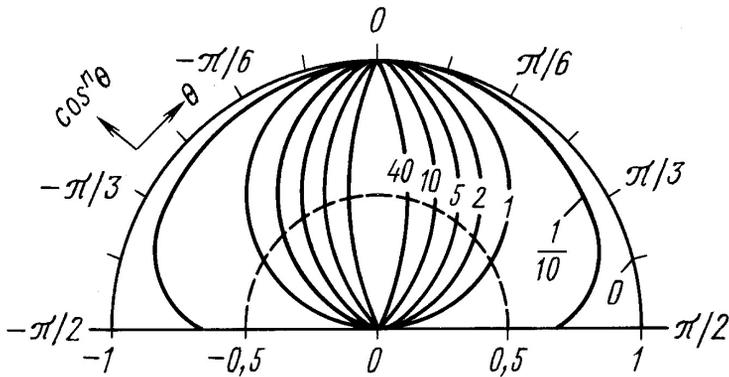


Рис. 1. Функции $\cos^p \theta$

Для описания распространения лазерных пучков в земной атмосфере и рассеяния на неровной поверхности используют статистический (в случае турбулентной атмосферы) и феноменологический (в случае аэрозольной атмосферы) подходы. В первом случае за основу теории принимают волновое уравнение или эквивалентные ему интегральные представления и исследуют изменения статистических характеристик волнового поля при распространении в среде и рассеянии на поверхности. При феноменологическом подходе теорию строят на представлениях лучевой оптики (на основе фотометрических величин) и применяют уравнение переноса излучения.

Будем для определенности использовать первый подход. Строгое решение задачи отражения оптического пучка от неровной поверхности в случайно неоднородной среде (турбулентной атмосфере) связано с большими вычислительными трудностями. Чтобы обойти эти трудности, используют оптическую теорему взаимности для функции точечного источника в турбулентной атмосфере [12] и вводят понятие фиктивного источника с параметрами приемника (размер передающей апертуры такого источника равен размеру приемного объектива, а угол расходимости излучения источника — угловому полю зрения приемной оптической системы) [1, 2]. При таком подходе задача отражения оптического пучка от неровной поверхности в атмосфере преобразуется в две задачи: распространения излучения на трассе “источник — поверхность” и распространения излучения на трассе “фиктивный источник — поверхность”, решение которых гораздо проще. В этом случае интегральное выражение для мощности P , регистрируемой приемни-

ком при освещении узким лазерным пучком неровной поверхности S , можно после усреднения по ансамблю флуктуаций турбулентной среды представить в следующем виде [8]:

$$P \approx \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_S \Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}') \Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}') (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r})) (\vec{n}(\vec{r}') \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}')) d\vec{r} d\vec{r}', \quad (5)$$

где $\vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}) = -k \nabla(|\vec{r} - \vec{r}_{\text{п}}|)$; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\vec{n}(\vec{r})$ — единичный вектор нормали к поверхности S в точке \vec{r} ; $\vec{r}_{\text{п}}$ — точка, в которой расположен приемник излучения; $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') \rangle$ — функция когерентности отраженного излучения на поверхности S — излучения, прошедшего в турбулентной атмосфере трассу “источник — поверхность” и отраженного от поверхности (угловые скобки означают усреднение по ансамблю флуктуаций турбулентной среды, $u_{\text{отр}}(\vec{r})$ — отраженное от поверхности S поле); $\Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}')$ — функция когерентности излучения фиктивного источника с параметрами приемника в турбулентной атмосфере. Величина $\Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}')$ безразмерная. Если эту величину умножить на $1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, то полученная величина будет соответствовать функции когерентности излучения, падающего на поверхность S от фиктивного источника с параметрами приемника. При этом полагают, что размер передающей апертуры фиктивного источника равен размеру приемного объектива, угол расходимости излучения источника — угловому полю зрения приемной оптической системы, а мощность фиктивного источника полагают равной 1 Вт [1, 2].

Использование формулы (5) позволяет существенно упростить решение задачи рассеяния лазерного пучка на неровной земной поверхности и свести задачу определения энергетических характеристик лазерных сигналов на трассе с отражением к гораздо более простой задаче вычисления характеристик лазерных сигналов на двух прямых (без отражения) трассах: “источник — поверхность” и “фиктивный источник — поверхность”.

В формулу (5) входит функция $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}')$. Основной же характеристикой отражающих свойств поверхности, обычно используемой на практике, является индикатриса отражения, которая определяется через фотометрические характеристики излучения как отношение яркости исследуемой поверхности в данном направлении к яркости идеального рассеивателя.

Фундаментальная связь между фотометрическими характеристиками поля излучения и его статистической структурой подробно исследована (например, в работах [13, 14]). Показано, что пространственная

функция когерентности $\Gamma(\vec{R}, \vec{\rho})$ связана с яркостью излучения $L(\vec{R}, \vec{n})$ следующим соотношением:

$$\Gamma(\vec{R}, \vec{\rho}) = \oint L(\vec{R}, \vec{n}) \exp(ik\vec{n}\vec{\rho}) d\Omega(\vec{n}); \quad (6)$$

здесь интегрирование проводится по сфере единичного радиуса; $\vec{R} = (1/2)(\vec{r} + \vec{r}')$; $\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$; \vec{n} — единичный вектор, соответствующий направлению наблюдения; \vec{r}, \vec{r}' — координаты точек, для которых измеряется пространственная функция когерентности. Соотношение (6) отражает связь функции когерентности отраженного излучения с яркостью отраженного излучения на поверхности S .

Подставляя выражение для яркости отраженного излучения от локального участка крупномасштабной поверхности S

$$L_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{m}) = \chi(\vec{n}, \vec{m}) L_0(\vec{R}) = \frac{AE_n(\vec{R})}{\pi} \frac{p+2}{2} \cos^p \theta \quad (7)$$

в формулу (6), получим следующее выражение для функции когерентности $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho})$ излучения, отраженного локальным участком крупномасштабной поверхности S :

$$\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho}) = \frac{AE_n(\vec{R})(p+2)}{2} \cdot 2^{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right) \frac{J_{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}}(k\rho)}{(k\rho)^{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}}}. \quad (8)$$

Для поверхности с ламбертовской локальной индикатрисой отражения ($p = 0$) аналитическое выражение для функции когерентности $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho})$ имеет вид

$$\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho}) = AE_n(\vec{R}) \cdot 2^{\frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \frac{J_{\frac{1}{2}}(k\rho)}{(k\rho)^{\frac{1}{2}}} = AE_n(\vec{R}) \frac{2 \sin(k\rho)}{k\rho}. \quad (9)$$

Полученные формулы для $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho})$ согласуются с результатами работ [11, 15]. На рис. 2 [11] представлен график функции

$$\mu(\rho) = \frac{(p+2)}{2} \cdot 2^{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right) \frac{J_{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}}(k\rho)}{(k\rho)^{\frac{p}{2} + \frac{1}{2}}}, \quad (10)$$

соответствующей степени когерентности отраженного излучения на поверхности S . Графики функции $\mu(\rho)$ приведены для разных значений параметра p (соответствующие значения величины $p+1$ приведены для каждой кривой). Ламбертовской поверхности соответствует кривая с величиной $p+1 = 1$ (т.е. $p = 0$).

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что высокая степень пространственной когерентности (характерная для больших значений параметра p) соответствует узкой (с небольшой угловой шириной) индикатрисе отражения.

Подставляя формулу (9) в выражение (5), проводя интегрирование по $\vec{\rho}$, переходя аналогично тому, как это сделано в работе [16], от интегрирования по неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекции S на плоскость $z = 0$) и полагая для простоты, что угол расходимости источника излучения и угловое поле зрения приемника малы ($\alpha_n, \alpha_p \ll 1$), оптические оси пучка источника излучения и приемной оптической системы лежат в плоскости Oxz некоторой произвольной системы координат, для которой ось z совпадает с нормалью к поверхности S_0 , после ряда преобразований из формулы (5) получим:

$$P = \frac{A p + 2}{\pi} \frac{1}{2} \int_{S_0} \frac{1}{n_z} E_n(\vec{R}'_{0\zeta}) E_n(\vec{R}''_{0\zeta}) (\vec{n}(\vec{R}_0) \vec{m}_n)^p d\vec{R}_0, \quad (11)$$

где

$$\vec{R}'_{0\zeta} = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_n - S(\vec{R})) \sin \theta_n, R_{0y}\},$$

$$\vec{R}''_{0\zeta} = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_n - S(\vec{R})) \sin \theta_n, R_{0y}\},$$

$\vec{R}_0 = \{R_{0x}, R_{0y}\}$ — вектор в плоскости $z = 0$; θ_n, θ_p — углы между нормалью к плоскости $z = 0$ и оптическими осями источника и приемника соответственно; $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ — вектор нормали к неровной поверхности S ; $\zeta(\vec{R})$ — высота неровной поверхности S в точке \vec{R} ; \vec{m}_n — единичный вектор, соответствующий направлению на приемник.

Величина $E_n(\vec{R})$ в формуле (11) безразмерная. Если $E_n(\vec{R})$ умножить на $1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, то полученная величина будет соответствовать освещенности, создаваемой на элементе поверхности S излучением, падающим от некоторого фиктивного (с параметрами приемника) источника с мощностью 1 Вт .

Подставляя выражения для $E_n(\vec{R})$ и $E_p(\vec{R})$ [1] в формулу (11), проводя в ней интегрирование и усреднение по высотам и наклонам случайно неровной поверхности S и полагая распределение высот и наклонов поверхности гауссовским, а поверхность S изотропной и плавнонервной, получим следующую аналитическую формулу для средней мощности \bar{P} , регистрируемой приемником при облучении узким лазерным пучком случайно неровной поверхности с локальной

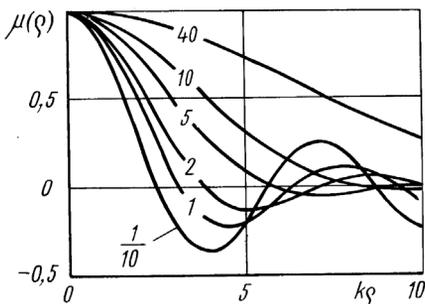


Рис. 2. Изменение степени когерентности отраженного излучения на поверхности S

индикатрисой (4) в турбулентной атмосфере:

$$\bar{P} \approx \frac{a_n a_n A (p+2)}{z_n^2 z_n^2} F(\gamma_0, p) (C_n + C_n)^{-\frac{1}{2}} b^{-\frac{1}{2}} \Omega, \quad (12)$$

где

$$\Omega = (1 + 2\sigma_0^2 b^{-1} C_n C_n \sin^2(\theta_n - \theta_n))^{-\frac{1}{2}};$$

$$b = C_n \cos^2 \theta_n + C_n \cos^2 \theta_n;$$

$$F(\gamma_0, p) = \cos^p \theta_n (2\gamma_0^2)^{-\frac{p}{4}} \exp\left(\frac{1}{4\gamma_0^2}\right) \left(\cos \theta_n \cos \theta_n (2\gamma_0^2)^{-\frac{1}{4}} \times \right. \\ \left. \times W_{-\frac{p+1}{4}, -\frac{p-1}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) + \frac{1}{2} \sin \theta_n \sin \theta_n (p+1) (2\gamma_0^2)^{\frac{1}{4}} W_{-\frac{p+3}{4}, -\frac{p-3}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) \right);$$

$$a_n = \frac{P_0 k^2}{4\pi \xi}; \quad C_n = \frac{k^2}{4z_n^2 \xi}; \quad a_n = \frac{r_n^2 k^2 \pi a^2}{4(f')^2 \eta}; \quad C_n = \frac{k^2}{4z_n^2 \eta};$$

σ_0^2, γ_0^2 — дисперсии высот и наклонов неровной поверхности S ; для однородных (например, приземных) трасс, для которых структурная характеристика диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы постоянна по трассе, имеем

$$\xi = \frac{1}{4r_n^2} + \frac{1}{4\rho_k^2} + \frac{k^2 r_n^2}{4z_n^2} \left(1 - \frac{z_n}{F_n}\right)^2 + 0,1(C_\varepsilon^2 k^2 z_n)^{\frac{6}{5}},$$

$$\eta = \frac{1}{4r_n^2} + \frac{k^2 a^2}{4(f')^2} + \frac{k^2 r_n^2}{4z_n^2} \left(1 - \frac{z_n \Delta_\phi}{(f')^2}\right) + 0,1(C_\varepsilon^2 k^2 z_n)^{\frac{6}{5}};$$

P_0 — мощность, излучаемая источником; z_n, z_n — наклонные расстояния (вдоль оптических осей лазерного пучка и приемной оптической системы) от источника и приемника до поверхности; r_n, F_n — эффективный размер передающей апертуры и радиус кривизны волнового фронта на источнике; ρ_k — радиус когерентности излучения источника; r_n, a — эффективные размеры приемной апертуры и фотодетектора; f', Δ_ϕ — фокусное расстояние приемной линзы и смещение плоскости фотодетектора относительно фокальной плоскости линзы; C_ε^2 — структурная характеристика диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $W_{n,m}(x)$ — функция Уиттекера. В предельном случае $p = 0$ при отсутствии атмосферы ($C_\varepsilon^2 = 0$) формула (12) переходит в выражение для средней принимаемой мощности от случайно неровной локально ламбертовской поверхности в прозрачной атмосфере [17]. При $\sigma_0, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (12) переходит при $p = 0$ в выражение для принимаемой мощности, регистрируемой в атмосфере от плоской ламбертовской поверхности [1, 2].

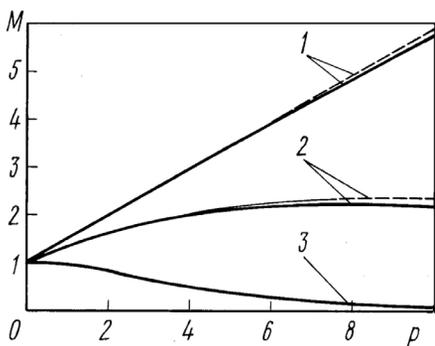


Рис. 3. Влияние локальной индикатрисы отражения на принимаемую мощность при $\gamma_0=0,0625$ и $\theta_n = \theta_r = \theta$: $\theta = 0^\circ$ (1), 25° (2), 50° (3); — и - - - — результаты расчетов по формулам (12) и (11) соответственно

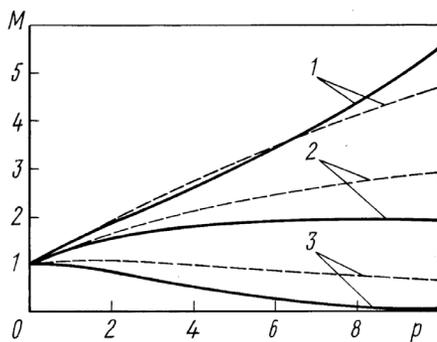


Рис. 4. Влияние локальной индикатрисы отражения на принимаемую мощность при $\gamma_0 = 0,25$ и $\theta_n = \theta_r = \theta$: $\theta = 0^\circ$ (1), 25° (2), 50° (3); — и - - - — результаты расчетов по формулам (12) и (11) соответственно

На рис. 3–5 представлены результаты расчетов зависимости величины M (отношения принимаемой мощности \bar{P} от поверхности с локальной индикатрисой отражения (4) к мощности \bar{P}^* , регистрируемой при $p = 0$ от поверхности с локальной ламбертовской индикатрисой отражения),

$$M = \frac{\bar{P}}{\bar{P}^*} \approx \frac{(p+2) F(\gamma_0, p)}{2 F(\gamma_0, 0)},$$

от величины параметра p , который характеризует ширину локальной индикатрисы отражения элементарных отражающих участков поверхности.

Основная трудность расчетов по формуле (12) связана с тем, что она содержит специальные функции (функции Уиттекера $W_{n,m}(x)$). При расчете по аналитической формуле (12) учитывали, что поверхность S плавно неровная ($\gamma_0 \ll 1$), и величину $F(\gamma_0)$ аппроксимировали на основе асимптотического ряда для функций Уиттекера следующим выражением:

$$F(\gamma_0) \approx \cos \theta_n \cos^{p+1} \theta_r \left(1 - \frac{\gamma_0^2}{8} ((p+3)^2 - (p-1)^2) + \frac{\gamma_0^4}{128} ((p+3)^2 - (p-1)^2) ((p+7)^2 - (p-1)^2) \right) + \sin \theta_n \sin \theta_r \cos^p \theta_n (p+1) \gamma_0^2 \left(1 - \frac{\gamma_0^2}{8} ((p+5)^2 - (p-3)^2) \right). \quad (13)$$

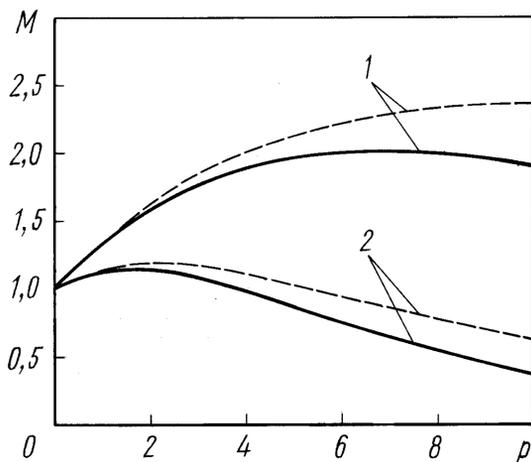


Рис. 5. Влияние локальной индикатрисы отражения на принимаемую мощность при $\gamma_0 = 0,125$:

$\theta_{\text{и}} = -25^\circ, \theta_{\text{п}} = 25^\circ$ (1); $\theta_{\text{и}} = -0^\circ, \theta_{\text{п}} = 40^\circ$ (2); — и - - - — результаты расчетов по формулам (12) и (11) соответственно

Из рис. 3 видно, что при малом значении γ_0 сплошные и штриховые линии практически сливаются (т.е. формула (12) при использовании аппроксимации (13) с достаточной точностью соответствует зависимости принимаемой мощности от ширины локальной индикатрисы рассеяния элементарных отражающих участков поверхности). Из рисунка видно, что принимаемая мощность сильно зависит от параметра p . Вид этой зависимости определяется величиной углов освещения и приема, причем чем больше p (чем меньше ширина локальной индикатрисы рассеяния), тем сильнее углы освещения и приема влияют на принимаемую мощность эхо-сигнала. При вертикальном моностатическом зондировании ($\theta_{\text{и}} = \theta_{\text{п}} = 0$) принимаемая мощность возрастает с увеличением p и может быть во много раз больше мощности, регистрируемой в атмосфере от локально ламбертовской поверхности. При наклонном моностатическом зондировании ($\theta_{\text{и}} = \theta_{\text{п}} \neq 0$) принимаемая мощность сложным образом зависит от величин p, θ , уменьшаясь начиная с некоторых значений параметра p , и может быть во много раз меньше мощности, регистрируемой в атмосфере от локально ламбертовской поверхности.

С увеличением наклонов поверхности (рис. 4) различие результатов расчетов по аналитической и интегральной формулам увеличивается (хотя это различие невелико). Однако это различие может быть связано не с приближенным характером аналитической формулы (12), а с неточностью аппроксимации (13) функций Уиттекера.

При бистатистическом зондировании (когда источник и приемник размещены в пространстве) принимаемая мощность также сильно зависит от параметра p , и вид этой зависимости определяется, прежде всего, углами освещения и приема (рис. 5).

Таким образом, в настоящей работе получено аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником в турбулентной атмосфере при рассеянии лазерного пучка на неровной земной поверхности. Показано, что принимаемая мощность сильно зависит от ширины локальной индикатрисы отражения, причем вид этой зависимости определяется в основном величинами углов освещения и приема. Полученная формула для принимаемой мощности хорошо согласуется с результатами численных расчетов и в предельных случаях совпадает с выражениями для принимаемой мощности от плоской ламбертовской поверхности и от случайно неровной локально ламбертовской поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Э л е м е н т ы теории светорассеяния и оптическая локация / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.Г. Матвиенко и др. – Новосибирск: Наука, 1982. – 225 с.
2. С и г н а л ы и помехи в лазерной локации / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.М. Креков и др. – М.: Радио и связь, 1985. – 264 с.
3. Д и с т а н ц и о н н ы й контроль верхнего слоя океана / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, М.Л. Белов и др. – Новосибирск: Наука, 1991. – 149 с.
4. T s a i В. М., G a r d n e r С. S. Remote sensing of sea state using laser altimeter // Appl. Optics. – 1982. – V.21. – №21. – P. 3932–3940.
5. G a r d n e r С. S. Target signatures for laser altimeters: an analysis // Appl. Optics. – 1982. – V.21. – №3. – P. 448–453.
6. Ш и н к а р е н к о В. Г., К а р а в а е в А. Д. Расчет мощности оптического сигнала лазерной сканирующей системы видения // Радиотехника. – 1989. – №6. – С. 72–74.
7. Б е л о в М. Л., О р л о в В. М., С а м о х в а л о в И. В. О мощности оптического сигнала при зондировании в атмосфере случайно неровной поверхности // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – №2. – С. 218–219.
8. Б е л о в М. Л. Рассеяние узкого волнового пучка при импульсном облучении случайно-неровной поверхности в атмосфере // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. – 1997. – Т. 40. – №6. – С. 713–721.
9. Б е л о в М. Л., Г о р о д н и ч е в В. А., К о з и н ц е в В. А. Рассеяние лазерного пучка на взволнованной морской поверхности // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2001 – №1. – С. 102–109.
10. З у б к о в и ч С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. – М.: Сов. радио, 1968. – 224 с.
11. О б р а т н ы е задачи в оптике / Под ред. Болтса. – М.: Машиностроение, 1984. – 199 с.

12. Shapiro J. H. Reciprocity of the turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. – 1971. – V. 61. – №4. – P. 492–495.
13. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. – М.: Наука, 1978. – 463 с.
14. Татарский В. И., Кравцов Ю. А. Статистические явления при дифракции волн. – Рязань: Рязанский радиотехнический институт, 1975. – 101 с.
15. Walther A. Radiometry and coherence // J. Opt. Soc. Amer. – 1968. – V. 58. – №9. – P. 1256–1259.
16. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
17. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования / Г.М. Креков, В.М. Орлов, В.В. Белов и др. – Новосибирск: Наука, 1988. – 164 с.

Статья поступила в редакцию 29.05.2003



Михаил Леонидович Белов родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский энергетический институт. Д-р техн. наук, ведущий научный сотрудник НИИ “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной локации и атмосферной оптики.

M.L. Belov (b. 1950) graduated from Moscow Institute for Power Engineering in 1973. D. Sc. (Eng.), leading researcher of “Radio-electronics and Laser Technology” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of the laser location and optics of atmosphere.



Виктор Александрович Городничев родился в 1952 г., окончил в 1976 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. техн. наук, начальник сектора НИИ “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 90 научных работ в области лазерной техники.

V.A. Gorodnichev (b. 1952) graduated from Moscow State University n. a. M.V. Lomonosov in 1976. Ph. D. (Eng.), head of section of “Radio-electronics and Laser Technology” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 90 publications in the field of laser technology.

Валентин Иванович Козинцев родился в 1945 г., окончил в 1969 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, зам. директора НИИ “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной техники.

V.I. Kozintsev (b. 1945) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1969. D. Sc. (Eng.), deputy director of “Radio Electronics and Laser Technology” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 150 publications in the field of laser technology.