

М. Л. Белов, В. И. Козинцев,
Б. В. Стрелков

МОЩНОСТЬ, РЕГИСТРИРУЕМАЯ ПРИЕМНИКОМ В СИЛЬНО РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ НЕРОВНОЙ ЛОКАЛЬНО ДИФFUЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Исследована мощность, регистрируемая приемником в сильно рассеивающей среде на трассе с отражением. Получено аналитическое выражение для средней принимаемой мощности при облучении лазерным пучком случайно неровной поверхности с диффузной локальной индикатрисой рассеяния элементарных отражающих участков. Показано, что значение мощности, регистрируемой в рассеивающей среде на трассе с отражением, может превышать значение мощности, регистрируемой при отсутствии рассеивающей среды.

Энергетические характеристики излучения, регистрируемого приемником при локации в рассеивающих средах плоских и неровных поверхностей, рассматривались в ряде работ (см., например, работы [1–9]). Основное внимание в этих работах уделялось особенностям задач локации, при этом мало изучены эффекты, возникающие из-за распространения падающего на поверхность и отраженного излучения в сильно рассеивающей среде и связанные с видом локального отражения поверхности.

В настоящей работе исследуется мощность, регистрируемая приемником в сильно рассеивающей среде на трассе с отражением от случайно неровной локально диффузной поверхности. Основное внимание уделяется эффектам, связанным с сильным рассеянием в среде и видом локальной индикатрисы рассеяния поверхности.

Пусть случайно неровная поверхность S облучается узким лазерным пучком. Решая уравнение переноса излучения в рассеивающей среде, можно определить яркость излучения, падающего на поверхность S , и, задавая вид индикатрисы отражения элемента поверхности, определить яркость $L_{\text{отр}}(R, m)$ рассеянного излучения на поверхности S ; здесь R и m — векторы, характеризующие положение точки на поверхности S и направление излучения соответственно. Зная распределение яркости $L_{\text{отр}}(R, m)$ на рассеивающей поверхности S , можно записать с использованием функции Грина, являющейся фундаментальным решением уравнения переноса излучения, интегральное выражение для яркости излучения $L(R, m)$, приходящего на приемник в атмосфере, и мощности, регистрируемой приемником. Однако найти из полученного интегрального выражения аналитическое решение

не удастся из-за невозможности получить выражение для $L(R, m)$ в рассеивающей среде при реальных индикатрисах отражения объектов локации. Чтобы обойти эту трудность, при решении задач локации в рассеивающей среде используют оптическую теорему взаимности для функции Грина уравнения переноса излучения 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, 10]. При таком подходе задача локации состоит из двух задач: определение характеристик излучения на трассе “источник – поверхность” и на трассе “фиктивный источник – поверхность”, которые решаются гораздо проще. В этом случае интегральное выражение для мощности P , регистрируемой приемником, можно представить (в малоугловом приближении для источника и приемника и при отсутствии затенений одних элементов поверхности другими) в следующем виде [11]:

$$P = \iint_S L_{\text{п}}(R, m) L_{\text{отр}}(R, m) \cos \theta_{\text{пс}} d\Omega(m) dR, \quad (1)$$

где $L_{\text{отр}}(R, m)$ — яркость рассеянного излучения на поверхности S ; $\theta_{\text{пс}}$ — угол между нормалью к поверхности S и направлением на приемник.

Величина $L_{\text{п}}(R, m)$ имеет размерность ср^{-1} . Если эту величину умножить на $1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, то полученная величина будет иметь размерность яркости. Для вычисления этой яркости в сильно рассеивающей среде рассматривают некоторый источник (фиктивный) и используют три его параметра: мощность, угловое поле зрения и размер передающей апертуры.

Пусть для случайно неровной зондируемой поверхности S задана локальная индикатриса рассеяния ρ , характеризующая рассеивающие свойства локальных участков крупномасштабной поверхности S (размеры локальных участков намного меньше характерных масштабов поверхности S , но намного больше длины волны излучения). В качестве индикатрисы ρ возьмем диффузную модель, более общую, чем ламбертовская [12]:

$$\rho = A \frac{p + 2}{2} \cos^p \theta; \quad (2)$$

здесь A — коэффициент отражения (альbedo) элементарной рассеивающей площадки; p — параметр, характеризующий ширину индикатрисы рассеяния; θ — угол между нормалью к поверхности и направлением наблюдения.

В частном случае при $p = 0$ формула (2) является выражением для индикатрисы рассеяния ламбертовской поверхности.

Выражение для яркости излучения $L_{отр}(R, m)$ имеет вид

$$L_{отр}(R, m) = \rho L_0(R, m),$$

где $L_0(R, m)$ — распределение яркости отраженного излучения для идеального отражателя (ламбертовской поверхности).

Для ламбертовского отражателя распределение яркости имеет вид [1]

$$L_0(R, m) \equiv L_0(R) = \frac{AE_{и}(R)}{\pi}, \quad (3)$$

где $E_{и}(R)$ — освещенность элементарной рассеивающей площадки, создаваемая излучением, падающим от источника.

Подставляя выражения (2), (3) в выражение (1), проводя интегрирование по угловым координатам (по $d\Omega$) и переходя аналогично тому, как это сделано в работе [13], от интегрирования по неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекции поверхности S на плоскость $z = 0$), после ряда преобразований получим

$$P = \frac{Ap + 2}{\pi} \frac{1}{2} \int_{S_0} \frac{1}{n_z} E_{и}(R'_{0\zeta}) E_{п}(R''_{0\zeta}) (n(R_0) m_{п})^p dR_0, \quad (4)$$

где

$$R'_{0\zeta} = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_{и} - \zeta(R)) \sin \theta_{и}, R_{0y}\};$$

$$R''_{0\zeta} = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_{п} - \zeta(R)) \sin \theta_{п}, R_{0y}\};$$

$R_0 = \{R_{0x}, R_{0y}\}$ — вектор в плоскости $z = 0$; $\theta_{и}, \theta_{п}$ — углы между нормалью к плоскости $z = 0$ и оптическими осями источника и приемника соответственно; $n = \{n_x, n_y, n_z\}$ — вектор нормали к неровной поверхности S ; $\zeta(R)$ — высота неровной поверхности S в точке R ; $m_{п}$ — единичный вектор, характеризующий направление на приемник (считаем для простоты, что источник, приемник и их оптические оси лежат в одной плоскости xz некоторой произвольной системы координат, причем ось z совпадает с нормалью к поверхности S_0).

Величина $E_{п}(R)$ в выражении (4) — безразмерная. Если $E_{п}(R)$ умножить на $1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$, то полученная величина будет иметь размерность освещенности, создаваемой на элементе поверхности S излучением, падающим от некоторого фиктивного источника с параметрами приемника, регистрирующего мощность, и мощностью 1 Вт .

В малоугловом приближении, решая уравнение переноса излучения в рассеивающей среде, можно получить различные приближенные аналитические формулы для величин $E_{и}(R)$, $E_{п}(R)$. Для определенности

будем считать, что среда является однородной и сильно рассеивающей с сильно вытянутой индикатрисой [14, 15]. Для освещенности $E_{\text{и}}(R)$ на расстоянии $L_{\text{и}}$ от источника имеем

$$E_{\text{и}}(R) = \frac{a_{\text{и}}(m_{\text{и}}n)}{L_{\text{и}}^2} \exp(-C_{\text{и}}R^2), \quad (5)$$

где R — вектор в плоскости, перпендикулярной оптической оси источника; $m_{\text{и}}$ — единичный вектор, характеризующий направление на источник;

$$\begin{aligned} a_{\text{и}} &= \frac{P_0 L_{\text{и}}^2}{4\pi(D_{\text{и}} + E_{\text{и}} + B_{\text{и}}^2)} \exp(-(\alpha_t - \alpha_s)L_{\text{и}}); \\ C_{\text{и}} &= 0,25(D_{\text{и}} + E_{\text{и}} + B_{\text{и}}^2)^{-1}; \\ B_{\text{и}} &= \frac{0,5L_{\text{и}}(\alpha_{\text{и}}^2 + 0,5\alpha_s L_{\text{и}}\langle\gamma^2\rangle)}{(\alpha_{\text{и}}^2 + \alpha_s L_{\text{и}}\langle\gamma^2\rangle)^{1/2}}; \\ E_{\text{и}} &= \frac{\alpha_{\text{и}}^2 \alpha_s L_{\text{и}}^3 \langle\gamma^2\rangle}{16(\alpha_{\text{и}}^2 + \alpha_s L_{\text{и}}\langle\gamma^2\rangle)}; \\ D_{\text{и}} &= \frac{r_{\text{и}}^2}{4} + \frac{\alpha_s L_{\text{и}}^3 \langle\gamma^2\rangle}{48}; \end{aligned} \quad (6)$$

P_0 — мощность, излучаемая источником; $2\alpha_{\text{и}}$ — угол расходимости излучения источника; $r_{\text{и}}$ — эффективный размер передающей апертуры; α_t, α_s — показатели ослабления и рассеяния среды; $\langle\gamma^2\rangle$ — дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния в атмосфере.

Для индикатрисы рассеяния среды вида [1, 14]

$$x(\gamma) = \frac{2}{\mu^2} \exp\left(-\frac{\gamma}{\mu}\right)$$

величина $\langle\gamma^2\rangle$ определяется следующим выражением [1]:

$$\langle\gamma^2\rangle = \alpha_s \mu^2.$$

Выражение для $E_{\text{п}}(R)$ может быть получено аналогично формуле (5).

При $\langle\gamma^2\rangle \rightarrow 0$ формулы, описывающие освещенности для рассеивающей среды, переходят в соответствующие формулы для прозрачной атмосферы.

Подставив выражения для $E_{\text{и}}(R)$ и $E_{\text{п}}(R)$ в формулу (4), проведя в ней интегрирование и усреднение по высотам и наклонам случайно неровной поверхности S (считая поверхность S плавно неровной, а

распределение высот и наклонов поверхности гауссовским), получим следующее выражение для средней мощности \bar{P} , регистрируемой приемником:

$$\bar{P} = \frac{\left(\frac{p+2}{2}\right) Ar_{\pi}^2 \alpha_{\pi}^2 P_0 \exp\left(-(\alpha_t - \alpha_s)(L_{\text{и}} + L_{\text{п}})\right) m^{-1/2} F(\gamma_0)}{M_{\text{и}} M_{\text{п}} \cdot 2^{1/2} \sigma_0 (M_{\text{и}}^{-1} + M_{\text{п}}^{-1})^{1/2}} \times \\ \times \left(M_{\text{и}}^{-1} \cos^2 \theta_{\text{и}} + M_{\text{п}}^{-1} \cos^2 \theta_{\text{п}} - m^{-1} (M_{\text{и}}^{-1} \cos \theta_{\text{и}} \sin \theta_{\text{и}} + \right. \\ \left. + M_{\text{п}}^{-1} \cos \theta_{\text{п}} \sin \theta_{\text{п}})^2\right)^{-1/2} \exp(-f(R_d)), \quad (7)$$

где

$$M_{\text{и}} = 4(D_{\text{и}} + E_{\text{и}} + B_{\text{и}}^2); \quad M_{\text{п}} = 4(D_{\text{п}} + E_{\text{п}} + B_{\text{п}}^2); \\ m = \frac{1}{2\sigma_0^2} + M_{\text{и}}^{-1} \sin^2 \theta_{\text{и}} + M_{\text{п}}^{-1} \sin^2 \theta_{\text{п}};$$

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

r_{π} — эффективный размер приемной апертуры; $2\alpha_{\pi}$ — плоский угол, характеризующий в малоугловом приближении угловое поле зрения приемной оптической системы (определяемый в малоугловом приближении как $\alpha_{\pi} = a/f'$, где a — размер чувствительной площадки приемника, f' — фокусное расстояние приемной оптической системы); $L_{\text{и}}$, $L_{\text{п}}$ — расстояния вдоль оптических осей от источника и приемника соответственно до центра пятна подсвета и центра поля зрения приемника на поверхности $z = 0$; R_d — расстояние (по оси x) между центрами пятна подсвета и поля зрения приемника на поверхности $z = 0$; σ_0^2 , γ_0^2 — дисперсии высот и наклонов неровной поверхности S ; $W_{k,m}(x)$ — функция Уиттекера.

Величины $B_{\text{п}}$, $E_{\text{п}}$, $D_{\text{п}}$ определяются формулами, аналогичными формулам (6) (в них индекс “и” заменяется на индекс “п”).

Величина $f(R_d)$ — сложная функция от параметров источника, приемника, схемы локации, статистических характеристик неровностей поверхности и оптических параметров среды. При облучении поверхности в надир (вертикально вниз) функция $f(R_d)$ имеет вид

$$f(R_d) = \frac{R_d^2}{4(D_{\text{и}} + E_{\text{и}} + B_{\text{и}}^2) + 4(D_{\text{п}} + E_{\text{п}} + B_{\text{п}}^2)}.$$

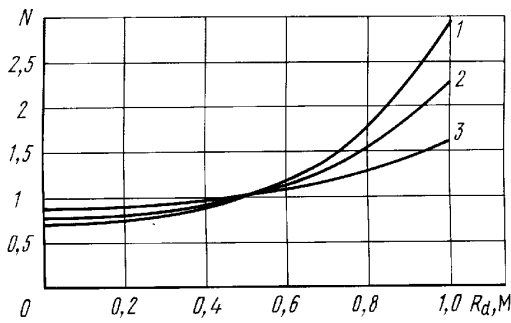


Рис. 1. Зависимость величины N (отношения принимаемой мощности \bar{P} к мощности, регистрируемой при отсутствии рассеивающей среды) от расстояния R_d : при $\alpha_s = 3 \cdot 10^{-2}$ (1); $2 \cdot 10^{-2}$ (2); $1 \cdot 10^{-2}$ (3) м^{-1}

В предельном случае $\alpha_s \rightarrow 0$ формула (7) переходит при $R_d = 0$, $p = 0$ и $\sigma_0^2 \ll (\alpha_{и,п} L_{и,п})^2$ в выражение для средней принимаемой мощности от случайно неровной локально ламбертовской поверхности в прозрачной аэрозольной атмосфере при отсутствии затенений [16]. При $\sigma_0, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (7) переходит при $R_d = 0$, $p = 0$ и $B_{и,п}^2 \gg D_{и,п} + E_{и,п}$ в выражение для принимаемой мощности, регистрируемой в атмосфере от плоской ламбертовской поверхности [17].

На рис. 1 представлены графики зависимостей, характеризующих влияние рассеивающей среды на мощность, принимаемую приемником. Здесь для случая вертикального зондирования, когда $\theta_{и} = \theta_{п} = 0$, $L_{и} = L_{п} = L$, источник и приемник разнесены на расстояние R_d , оптическая ось источника совпадает с осью z , оптическая ось приемника параллельна ей и смещена по оси x на расстояние R_d , приведены результаты расчетов зависимости величины N (отношения принимаемой мощности \bar{P} к мощности, регистрируемой при отсутствии рассеивающей среды) от расстояния R_d . Расчеты проводились по формуле (7) при следующих значениях параметров: $L = 40$ м; $\alpha_{и} = 0,005$; $\alpha_{п} = 0,01$; $\alpha_t - \alpha_s = 4 \cdot 10^{-4} \text{м}^{-1}$; $\mu = 0,06$.

Из рис. 1 видно, что начиная с некоторой величины R_d мощность, принимаемая в рассеивающей среде на трассе с отражением, становится больше мощности, принимаемой при отсутствии рассеивающей среды.

На рис. 2 представлены графики зависимостей, характеризующих влияние рассеивающих свойств отражающей поверхности на мощность, регистрируемую приемником. Здесь для случая моностатического зондирования, когда $\theta_{и} = \theta_{п} = \theta$, $L_{и} = L_{п} = L$, $R_d = 0$, приведены результаты расчетов зависимости величины M (отношения принимаемой мощности \bar{P} к мощности, регистрируемой от локально ламбертовской поверхности, для которой $p = 0$) от параметра p .

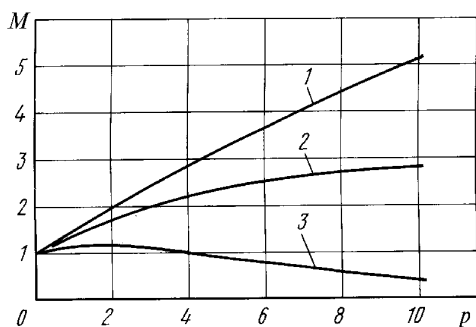


Рис. 2. Зависимость величины M (отношения принимаемой мощности \bar{P} к мощности, регистрируемой от плоской ламбертовской поверхности) от параметра p , характеризующего ширину локальной индикатрисы рассеяния: при $\theta = 0^\circ$ (1), 20° (2), 40° (3)

Расчеты проводились по формуле (7) при $\gamma_0 = 0,125$.

Из рис. 2 видно, что мощность эхо-сигнала сильно зависит от параметра p . Вид этой зависимости определяется углами освещения и приема, причем чем больше p (т.е. чем меньше ширина локальной индикатрисы рассеяния), тем сильнее углы освещения и приема влияют на принимаемую мощность эхо-сигнала. При вертикальном моностатическом зондировании мощность эхо-сигнала возрастает с увеличением p . При наклонном моностатическом зондировании мощность эхо-сигнала сложным образом зависит от величин p и θ , уменьшаясь начиная с некоторых значений параметра p .

Таким образом, в настоящей работе получено аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником в сильно рассеивающей среде от случайно неровной поверхности с диффузной индикатрисой рассеяния элементарных отражающих участков. Показано, что мощность, принимаемая в рассеивающей среде на трассе с отражением, может быть больше мощности, принимаемой при отсутствии рассеивающей среды. Принимаемая мощность сильно зависит от ширины локальной индикатрисы рассеяния, причем вид этой зависимости определяется величиной угла зондирования θ . Полученная формула для принимаемой мощности в предельных случаях совпадает с выражениями для принимаемой мощности от плоской ламбертовской поверхности и от случайно неровной локально ламбертовской поверхности в прозрачной аэрозольной атмосфере.

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 B. M., G a r d n e r C. 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 C. 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., Б а л я к и н В. А., О р л о в В. М. О мощности, регистрируемой лидаром при зондировании в атмосфере морской поверхности, покрытой пеной // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 10. – С. 1113–1117.
9. Б е л о в М. Л. О мощности, регистрируемой лидаром при зондировании в атмосфере случайно неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния // Оптика атмосферы и океана. – 1992. – Т. 5. – № 11. – С. 1172–1176.
10. К е й з К., Ц в а й ф е л ь П. Линейная теория переноса. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
11. Б е л о в М. Л., О р л о в В. М. О мощности эхо-сигнала при зондировании в атмосфере поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния // Оптика атмосферы. – 1992. – Т. 5. – № 3. – С. 309–312.
12. О б р а т н ы е задачи в оптике / Под ред. Болтса. – М.: Машиностроение, 1984. – 199 с.
13. Б а с с Ф. Г., Ф у к с И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
14. А в е р б а х Б. Л., О р л о в В. М. К вопросу о распространении узконаправленного светового излучения в сильно рассеивающих средах // Труды ЦАО. – 1975. – Вып. 109. – С. 77–83.
15. Д о л и н Л. С., С а в е л ь е в В. А. К теории распространения узкого пучка света в стратифицированной среде // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. – 1979. – Т. 22. – № 11. – С. 1310–1317.
16. И м и т а ц и о н н о е моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования / Г.М. Креков, В.М. Орлов, В.В. Белов и др. – Новосибирск: Наука, 1988. – 164 с.
17. Б е л о в М. Л., О р л о в В. М. О мощности, регистрируемой лидаром при зондировании в атмосфере поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния // Оптика атмосферы. – 1991. – Т. 4. – № 10. – С. 1066–1069.

Статья поступила в редакцию 7.06.2002

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 Energy Institute in 1973. D. Sc (Eng.), leading researcher of “Radio-electronics and Laser Technology”; research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 150 publications in the field of the laser location and atmosphere optics.

