

Андрей Сергеевич Харитонов родился в 1980 г., окончил в 2004 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области систем передачи информации в условиях сложной помеховой обстановки.

A.S. Kharitonov (b. 1980) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2004. Post-graduate of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of systems of data transfer in complicated noise environment.



ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 551.501

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

РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СО СЛОЖНОЙ ЛОКАЛЬНОЙ ИНДИКАТРИСОЙ ОТРАЖЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Рассмотрена задача рассеяния лазерного пучка на неровной поверхности в турбулентной атмосфере. В случае, когда локальная индикатриса отражения поверхности имеет ламбертовскую и зеркальную компоненты, а высоты и наклоны поверхности распределены по нормальному закону, получена аналитическая формула для средней мощности, регистрируемой приемником. Показано, что принимаемая мощность сильно зависит от турбулентности атмосферы и вида локальной индикатрисы отражения поверхности.

В большинстве работ, посвященных рассеянию лазерных пучков на неровных поверхностях, поверхность считается идеально отражающей, т.е. имеющей зеркальную индикатрису отражения локальных участков, а влияние земной атмосферы не учитывается [1–5]. Далее на основе волнового подхода будет рассмотрена задача рассеяния лазерного пучка в турбулентной земной атмосфере на случайно-неровной поверхности с локальной индикатрисой отражения, имеющей как зеркальную, так и ламбертовскую компоненты.

Пусть случайно неровная (в среднем плоская) поверхность S облучается в турбулентной атмосфере узким лазерным пучком. Считаем, что источник излучения и приемник в общем случае разнесены

в пространстве. Пренебрежем затенениями одних элементов поверхности другими. Будем считать, что длина волны излучения источника лежит в оптическом диапазоне и крупномасштабная поверхность S имеет микроструктуру (микрошероховатости, неоднородности и т.п.), так что достаточно малые (но много большие длины волны λ) локально плоские участки поверхности S характеризуются известной индикатрисой отражения. Считаем, что среда плавно неоднородная (ее свойства мало меняются на длине волны λ).

Рассмотрим небольшой локально плоский участок dS крупномасштабной поверхности S . Пусть $u_{\text{отр}}(\vec{r})$ — отраженное поле на этом участке. Дополним этот участок до плоскости и положим $u_{\text{отр}}(\vec{r}) = 0$ вне этого участка. Тогда, считая, что точка наблюдения $\vec{r}'_{\text{п}}$ находится в волновой зоне поверхности, для отраженного поля в точке $\vec{r}'_{\text{п}}$ (точке, где расположен приемник излучения) имеем [6–9]

$$u_{\text{отр}}(\vec{r}'_{\text{п}}) = \frac{1}{2\pi i} u_{\text{отр}}(\vec{r}) v(\vec{r}, \vec{r}'_{\text{п}}) (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r})) dS, \quad (1)$$

где $\vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}) = -k \nabla(|\vec{r} - \vec{r}'_{\text{п}}|)$; $\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; $\vec{n}(\vec{r})$ — единичный вектор нормали к поверхности S в точке \vec{r} ; $v(\vec{r}, \vec{r}'_{\text{п}})$ — поле точечного источника в турбулентной атмосфере (функция Грина волнового уравнения).

Используя формулу Дебая в параксиальном приближении [10] для нахождения поля $u(\vec{R}_{\text{ф}})$ в плоскости фотодетектора (за приемной линзой) и умножая $u(\vec{R}_{\text{ф}})$ на $u^*(\vec{R}_{\text{ф}})$, получим

$$u(\vec{R}_{\text{ф}}) u^*(\vec{R}_{\text{ф}}) = \frac{1}{(2\pi)^2} u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') \times \times u_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{R}_{\text{ф}}) u_{\text{п}}^*(\vec{r}', \vec{R}_{\text{ф}}) (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r})) (\vec{n}(\vec{r}') \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}')) dS dS', \quad (2)$$

где

$$u_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{R}_{\text{ф}}) = \frac{i \exp(-ikf')}{\lambda f'} \int_{S_{\text{п}}} v(\vec{r}, \vec{r}'_{\text{п}}) \exp \left\{ \frac{ik}{f'} \left[\left(F - \frac{R^2}{2f'} \right) \Delta_{\text{ф}} + \vec{R}_{\text{ф}} \vec{R} \right] \right\} d\vec{R};$$

$\vec{R}_{\text{ф}}$ — вектор в плоскости фотодетектора; \vec{R} — вектор в плоскости приемной апертуры; f' , $\Delta_{\text{ф}}$ — фокусное расстояние приемной линзы и смещение плоскости наблюдения относительно фокальной плоскости линзы; $S_{\text{п}}$ — приемная апертура.

Далее, усредняя по ансамблю флуктуаций турбулентной среды, получим из выражения (2) формулу для освещенности в плоскости фотодетектора от виртуального источника, заданного полем $u_{\text{отр}}(\vec{r})$ на

небольшом локально плоском участке поверхности S :

$$dE(\vec{R}_\Phi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \left\langle u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') u_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{R}_\Phi) u_{\text{п}}^*(\vec{r}', \vec{R}_\Phi) \right\rangle \times \quad (3)$$

$$\times (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r})) (\vec{n}(\vec{r}') \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}')) dS dS'.$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблям флуктуаций турбулентной среды.

Провести строго усреднение в формуле (3) не удастся, поэтому обычно используют следующие приближения [11]:

— считают, что падающее от источника на поверхность и отраженное в сторону приемника излучения проходят по разным неоднородностям турбулентной среды (т.е. не рассматриваются эффекты, связанные с корреляцией падающего на поверхность и отраженного излучений, которые существенны в турбулентной атмосфере лишь в окрестности очень узкого конуса относительно направления падающего излучения [12]). Это позволяет положить в формуле (3):

$$\left\langle u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') u_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{R}_\Phi) u_{\text{п}}^*(\vec{r}', \vec{R}_\Phi) \right\rangle \approx$$

$$\approx \left\langle u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') \right\rangle \left\langle u_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{R}_\Phi) u_{\text{п}}^*(\vec{r}', \vec{R}_\Phi) \right\rangle;$$

— используют теорему взаимности для функции точечного источника в турбулентной атмосфере ($v(\vec{r}, \vec{r}_{\text{п}}) = v(\vec{r}_{\text{п}}, \vec{r})$) [13] и вводят понятия “фиктивного” источника с параметрами приемника [11] (размер передающей апертуры такого источника равен размеру приемного объектива, а угол расходимости излучения – угловому полю зрения приемной оптической системы). Это позволяет существенно упростить полученные выражения и свести задачу определения энергетических характеристик оптических сигналов в турбулентной атмосфере на трассе с отражением к гораздо более простой задаче вычисления характеристик оптических сигналов на двух прямых (без отражения) трассах: источник–поверхность и “фиктивный” источник–поверхность.

Используя описанный подход, проводя в выражении (3) интегрирование по фотодетектору (для получения принимаемой мощности P) и по всей поверхности S , получим

$$P = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_S \Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}') \Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}') (\vec{n}(\vec{r}) \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r})) (\vec{n}(\vec{r}') \vec{q}_{\text{п}}(\vec{r}')) d\vec{r} d\vec{r}', \quad (4)$$

где $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}') = \left\langle u_{\text{отр}}(\vec{r}) u_{\text{отр}}^*(\vec{r}') \right\rangle$ – функция когерентности отраженного излучения на поверхности S (излучения, прошедшего в турбулентной атмосфере трассу источник–поверхность и отраженного от поверхности);

$\Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}')$ — функция когерентности излучения “фиктивного” источника (с параметрами приемника) в турбулентной атмосфере (излучения, прошедшего в турбулентной атмосфере трассу “фиктивный” источник–поверхность), определяемая следующим образом:

$$\Gamma_{\text{п}}(\vec{r}, \vec{r}') = \left\langle \frac{1}{(\lambda f')^2} \int_{S_{\Phi}} d\vec{R}_{\Phi} \iint_{S_{\text{п}}} v(\vec{r}_{\text{п}}, \vec{r}) v^*(\vec{r}'_{\text{п}}, \vec{r}') \times \right. \\ \left. \exp \left\{ \frac{ik}{f'} \vec{R}_{\Phi} (\vec{R} - \vec{R}') - \frac{ik\Delta_{\Phi}}{2(f')^2} (R^2 - (R')^2) \right\} d\vec{R} d\vec{R}' \right\rangle; \quad (5)$$

S_{Φ} — чувствительная площадка фотодетектора.

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 иметь смысл функции когерентности излучения, падающего на поверхность S от “фиктивного” источника с параметрами приемника и мощностью 1 Вт .

Формула (4) справедлива, когда эффекты рассеяния на неровной поверхности и в атмосфере можно рассматривать независимо. Это является хорошим приближением при условии малости флуктуаций угла прихода волн (в турбулентной атмосфере) от реального и “фиктивного” источников по сравнению с углами освещения, приема и угловой шириной индикатрисы отражения поверхности.

В формулу (4) входит $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{r}, \vec{r}')$ — функция когерентности отраженного излучения на поверхности S . 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 (см., например, работу [7]). 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 ведется по сфере единичного радиуса; $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r} + \vec{r}')$, $\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$; \vec{r}, \vec{r}' — координаты точек, для которых измеряется пространственная функция когерентности; \vec{n} — единичный вектор направления излучения.

Соотношение (6) позволяет связать вид функции когерентности отраженного излучения с яркостью отраженного излучения на поверхности S .

Яркость отраженного (локальным участком крупномасштабной поверхности S) излучения $L_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{m})$ можно представить (в рамках фотометрического подхода) в следующем виде:

$$L_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{m}) = \chi(\vec{R}, \vec{k}, \vec{m}) L_0(\vec{R}, \vec{m}), \quad (7)$$

где $\chi(\vec{R}, \vec{k}, \vec{m})$ — локальная индикатриса отражения; для однородной поверхности $\chi(\vec{R}, \vec{k}, \vec{m}) = \chi(\vec{k}, \vec{m})$; \vec{k}, \vec{m} — векторы, характеризующие направление падающего и отраженного излучений; $L_0(\vec{R}, \vec{m})$ — распределение яркости отраженного излучения для идеального отражателя (ламбертовского отражателя с альбедо, равным единице).

Для идеального отражателя распределение яркости имеет вид [11]

$$L_0(\vec{R}, \vec{m}) \equiv L_0(\vec{R}) = \frac{E_{\text{и}}(\vec{R})}{\pi}, \quad (8)$$

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

Локальная индикатриса отражения $\chi(\vec{k}, \vec{m})$ характеризует рассеивающие свойства локальных участков крупномасштабной поверхности S , размеры которых много меньше характерных масштабов поверхности S , но много больше длины волны излучения. В качестве $\chi(\vec{k}, \vec{m})$ возьмем индикатрису, имеющую ламбертовскую и зеркальную составляющие (аналогичная индикатриса отражения для плоской поверхности рассматривалась в работе [14]):

$$\chi(\vec{k}, \vec{m}) = A \left[\alpha + \beta \frac{\pi}{\cos \theta_3} \delta(\vec{m} - \vec{m}_3) \right], \quad (9)$$

где A — коэффициент отражения (альбедо) элементарной отражающей площадки; α, β — доля ламбертовского и зеркального отражений для элементарной отражающей площадки, $\alpha + \beta = 1$; \vec{m}_3 — вектор зеркального отражения, зависящий от вектора направления падающего излучения $\vec{m}_{\text{и}}$ и нормали \vec{n} к отражающей площадке;

$$\vec{m}_3 = \vec{m}_{\text{и}} - 2\vec{n}(\vec{n}\vec{m}_{\text{и}});$$

θ_3 — угол между нормалью к отражающей площадке \vec{n} и вектором \vec{m}_3 .

Индикатриса отражения $\chi(\vec{k}, \vec{m})$ нормирована условием

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \chi(\vec{k}, \vec{m}) \cos \theta d\Omega(\vec{m}) = A. \quad (10)$$

Здесь интегрирование проводится по полусфере, $d\Omega(\vec{m})$ — элемент телесного угла.

Подставляя выражение (7) для яркости $L_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{m})$ (излучения отраженного случайно ориентированным элементом поверхности S) в

формулу (6), считая падающий от источника на поверхность S лазерный пучок узким и переходя к новым переменным $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r} + \vec{r}')$, $\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$, для функции когерентности $\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho})$ (излучения отраженного локальным участком крупномасштабной поверхности S) получим следующее выражение (считаем для простоты, что поверхность S — плавно неровная, оптическая ось лазерного пучка лежит в плоскости XOZ прямоугольной системы координат, у которой ось z совпадает с нормалью к средней поверхности):

$$\Gamma_{\text{отр}}(\vec{R}, \vec{\rho}) = AE_{\text{н}}(\vec{R}) \left\{ \frac{2 \sin(k\rho)}{k\rho} + \frac{1}{\cos \theta_3} \exp \left\{ \frac{ik\rho_x}{\sqrt{1 + \gamma_x^2}} \times \right. \right. \\ \times \left[\sin \theta_{\text{н}} - \gamma_x \cos \theta_{\text{н}} + \frac{R_x \cos \theta_{\text{н}}}{z_{\text{н}}} (\cos \theta_{\text{н}} + \gamma_x \sin \theta_{\text{н}}) \right] + \\ \left. \left. + \frac{ik\rho_y}{\sqrt{1 + \gamma_y^2}} \left[\frac{R_y}{z_{\text{н}}} - \frac{\gamma_y}{\sqrt{1 + \gamma_x^2}} (\cos \theta_{\text{н}} + \gamma_x \sin \theta_{\text{н}}) \right] \right\} \right\}, \quad (11)$$

где $\theta_{\text{н}}$ — угол между нормалью к плоскости $z = 0$ и оптической осью лазерного пучка; $z_{\text{н}}$ — наклонное расстояние (вдоль оптической оси) от источника до поверхности; $\vec{\gamma} = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ — вектор случайных наклонов неровной поверхности S .

Подставляя формулы (5), (11) в выражение (4), делая в нем замену переменных $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r} + \vec{r}')$, $\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$, интегрируя по $d\vec{\rho}$ и переходя, аналогично данным работы [9], от интегрирования по неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$), после ряда преобразований из выражения (4) получим (считаем для простоты, что поле зрения приемника мало и оптическая ось приемной оптической системы лежит в плоскости XOZ , как и оптическая ось пучка источника излучения):

$$P \cong \\ \cong \alpha \frac{A}{\pi} \int_{S_0} \frac{d\vec{R}_0}{n_z} E_{\text{н}}(\vec{R}'_{0\zeta}) E_{\text{п}}(\vec{R}''_{0\zeta}) + \beta A \int_{S_0} \frac{d\vec{R}_0}{n_z} E_{\text{н}}(\vec{R}'_{0\zeta}) E_{\text{п}}(\vec{R}''_{0\zeta}) \times \\ \times \delta \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma_x^2}} [q_x + R_{0x}T + \gamma_x q_z] \right) \delta \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \gamma_y^2}} \left[R_{0y}s + \frac{\gamma_y q_z}{\sqrt{1 + \gamma_x^2}} \right] \right), \quad (12)$$

где $E_{\text{н}}(\vec{R}) = \Gamma_{\text{н}}(\vec{R}, \vec{\rho} = 0)$; $s = \frac{1}{z_{\text{н}}} + \frac{1}{z_{\text{п}}}$; $T = \frac{\cos^2 \theta_{\text{н}}}{z_{\text{н}}} + \frac{\cos^2 \theta_{\text{п}}}{z_{\text{п}}}$;

$\vec{R}'_{o\zeta} = \{[R_{ox} \text{ctg} \theta_n - \zeta(\vec{R})] \sin \theta_n, R_{oy}\}$; $q_x = \sin \theta_n + \sin \theta_n$; $\vec{R}''_{o\zeta} =$
 $= \{[R_{ox} \text{ctg} \theta_n - \zeta(\vec{R})] \sin \theta_n, R_{oy}\}$; $q_z = -(\cos \theta_n + \cos \theta_n)$; $\vec{R}_o = \{R_{ox}, R_{oy}\}$
 – вектор в плоскости $z = 0$; θ_n – угол между нормалью к плоскости
 $z = 0$ и оптической осью приемника; z_n – наклонное расстояние
 (вдоль оптической оси приемника) от приемника до поверхности;
 $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ – вектор нормали к неровной поверхности S ; $\zeta(\vec{R})$ –
 высота неровной поверхности S в точке \vec{R} .

Величина $E_n(\vec{R})$ – безразмерная. Если $E_n(\vec{R})$ умножить на $1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$,
 то полученная величина будет иметь смысл освещенности, создавае-
 мой на элементе поверхности S излучением, падающим в турбулентной
 области от некоторого “фиктивного” (с параметрами приемника)
 источника.

Проводя в формуле (12) усреднение по высотам и наклонам
 случайно-неровной поверхности S , получим следующее выражение
 для средней мощности \bar{P} , регистрируемой приемником:

$$\begin{aligned}
 \bar{P} \cong & \alpha \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\zeta) d\zeta \int_{-\infty}^{\infty} W(\gamma_x, \gamma_y) d\vec{\gamma} \int_{S_o} \frac{d\vec{R}_o}{n_z} E_n(\vec{R}'_{o\zeta}) E_n(\vec{R}''_{o\zeta}) + \\
 & + \beta A \frac{q^4}{4q_z^4} \int_{-\infty}^{\infty} W(\zeta) d\zeta \int_{S_o} d\vec{R}_o E_n(\vec{R}'_{o\zeta}) E_n(\vec{R}''_{o\zeta}) \times \\
 & \times W\left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z} - \frac{R_{ox}}{q_z} T, \gamma_y = -\frac{R_{oy}}{q_z} S\right),
 \end{aligned} \quad (13)$$

где $E_n(\vec{R}'_{o\zeta}) = E_n(\vec{R}'_{o\zeta})(\vec{m}_n \vec{n})^{-1}$; $E_n(\vec{R}''_{o\zeta}) = E_n(\vec{R}''_{o\zeta})(\vec{m}_n \vec{n})^{-1}$; $q^2 = q_x^2 +$
 $+ q_z^2$; $W(\zeta)$, $W(\gamma_x, \gamma_y)$ – плотности распределения высот и наклонов
 неровной поверхности S ; $\vec{m}_{n,n}$ – единичные векторы, характеризую-
 щие направление оптических осей пучка источника и углового поля
 зрения приемника.

Считая, что высоты и наклоны поверхности S распределены по
 нормальному закону, пучки действительного и “фиктивного” (с пара-
 метрами приемника) источников – гауссовские, используя выражения
 для $E_n(\vec{R})$, $E_n(\vec{R})$ в турбулентной атмосфере [11], можно вычислить
 интегралы в выражении (13) и получить следующую аналитическую
 формулу для средней мощности \bar{P} , регистрируемой приемником при
 бистатической локации случайно-неровной поверхности с локальной
 индикатрисой отражения вида (9) в турбулентной атмосфере:

$$\begin{aligned} \bar{P} = & \frac{a_n a_n A}{z_n^2 z_n^2} \left\{ \alpha Q [C_n + C_n]^{-1/2} p^{-1/2} \Omega + \right. \\ & + \beta \frac{q^4 \pi}{q_z^4 4 \sqrt{2} \sigma} \left[C_n + C_n + \frac{s^2}{2 \bar{\gamma}_y^2 q_z^2} \right]^{-1/2} d^{-1/2} \times \\ & \times W \left\{ \gamma_x = \frac{q_x}{q_z} \left[1 - \frac{n}{n+p} (1 + d^{-1} (C_n \sin \theta_n \cos \theta_n + \right. \right. \\ & \left. \left. + C_n \sin \theta_n \cos \theta_n)^2 \right]^{1/2}, \gamma_y = 0 \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\Omega = [1 + 2\sigma^2 p^{-1} C_n C_n \sin^2(\theta_n - \theta_n)]^{-1/2}$; $n = \frac{T^2}{2\bar{\gamma}_x^2 q_z^2}$; $p = C_n \cos^2 \theta_n + C_n \cos^2 \theta_n$; $d = \frac{(n+p)}{2\sigma^2} + C_n C_n \sin^2(\theta_n - \theta_n) + n(C_n \sin^2 \theta_n + C_n \sin^2 \theta_n)$.

Для плавно-неровной поверхности ($\bar{\gamma}_{x,y}^2 \ll 1$)

$$Q \approx \frac{a \cos \theta_n \cos \theta_n}{2(\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2}} \{1 + \operatorname{tg} \theta_n \operatorname{tg} \theta_n (1 - \mu) a\};$$

$$a = 4 \left(\frac{1}{\bar{\gamma}_x^2} + \frac{1}{\bar{\gamma}_y^2} \right)^{-1}; \quad \mu = \frac{a}{4} \left(\frac{1}{\bar{\gamma}_x^2} - \frac{1}{\bar{\gamma}_y^2} \right);$$

$\sigma^2, \bar{\gamma}_{x,y}^2$ — дисперсии высот и наклонов неровной поверхности S ;

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

Для однородных трасс (для которых C_ε^2 постоянна по трассе)

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{1}{4r_n^2} + \frac{1}{4\rho_k^2} + \frac{k^2 r_n^2}{4z_n^2} \left(1 - \frac{z_n}{F_n} \right)^2 + 0,1(C_\varepsilon^2 k^2 z_n)^{6/5}; \\ \eta = & \frac{1}{4r_n^2} + \frac{k^2 a^2}{4(f')^2} + \frac{k^2 r_n^2}{4z_n^2} \left(1 - \frac{z_n \Delta_\Phi}{(f')^2} \right) + 0,1(C_\varepsilon^2 k^2 z_n)^{6/5}; \end{aligned}$$

P_o — мощность, излучаемая источником; r_n, F_n — эффективный размер передающей апертуры и радиус кривизны волнового фронта на источнике; $F_n = \infty$ — соответствует коллимированному пучку, $F_n < 0$ — расходящемуся, $F_n > 0$ — сфокусированному; ρ_k — радиус когерентности излучения источника; r_n, a — эффективные размеры приемной апертуры и фотодетектора; C_ε^2 — структурная характеристика диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы.

В случае $\beta, \sigma^2, \bar{\gamma}_{x,y}^2 \rightarrow 0$ формула (14) переходит в выражение для принимаемой мощности в турбулентной атмосфере, полученное для плоской ламбертовской поверхности [11].

При $\alpha \rightarrow 0$ формула (14) определяет мощность, регистрируемую приемником, для локально-зеркальной (например, морской) поверх-

ности. В случае отсутствия атмосферы при локации в надир ($\theta_{и,п} = 0$) формула (14) совпадает с результатами работ [1, 2, 4], а при наклонной локации ($\theta_{и,п} \neq 0$) формула (14) совпадает (если пренебречь в ней влиянием дисперсии возвышений поверхности) с результатами работы [3].

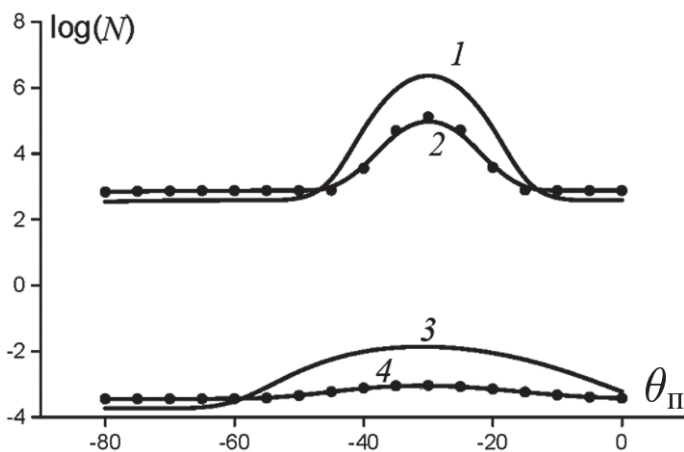
Заметим, что эффективная расходимость лазерного пучка $\alpha_{эф.и}$ и эффективное поле зрения приемника $\alpha_{эф.п}$ в однородной турбулентной земной атмосфере могут быть определены следующим образом:

$$\alpha_{эф.и} = \left[\frac{4\xi}{k^2} \right]^{1/2} = \{\alpha_{и}^2 + \alpha_{тн}^2\}^{1/2}; \quad \alpha_{эф.п} = \left[\frac{4\eta}{k^2} \right]^{1/2} = \{\alpha_{п}^2 + \alpha_{тп}^2\}^{1/2},$$

где $\alpha_{тн,тп} = \{0,1C_{\varepsilon}^{12/5} k^{2/5} z_{и,п}^{6/5}\}^{1/2}$ — величины, учитывающие вклад турбулентности атмосферы для источника и приемника соответственно; $\alpha_{и}$, $\alpha_{п}$ — эффективная расходимость лазерного пучка и угол поля зрения приемника без учета влияния турбулентности атмосферы, например, в дальней зоне ($\frac{kr_{и,п}^2}{z_{и,п}} \ll 1$):

для расходящегося пучка (при $F_{и} \ll z_{и}$) $\alpha_{и} \cong \frac{1}{k} \left[\frac{1}{r_{и}^2} + \frac{1}{\rho_k^2} + \frac{k^2 r_{и}^2}{F_{и}^2} \right]^{1/2}$;
 для приемника ($\Delta_{\phi} = 0$; идеальные оптические элементы) $\alpha_{п} \cong \left[\frac{a^2}{(f')^2} + \frac{1}{k^2 r_{п}^2} \right]^{1/2}$.

На рисунке приведены результаты расчетов зависимости величины N ($N = \frac{\bar{P} z_{и}^2 z_{п}^2}{AP_0}$ — относительная величина, характеризующая мощность \bar{P} , регистрируемую приемником) от угла $\theta_{п}$ при различном состоянии турбулентности атмосферы и различном характере локальной индикатрисы отражения поверхности. Расчеты проводились по форму-



Зависимость величины N от угла приема $\theta_{п}$

ле (14) при следующих значениях параметров: $z_{\text{и}} = 10^4$ м; $z_{\text{п}} = 10^3$ м; $\alpha_{\text{и}} = 0,001$; $\alpha_{\text{п}} = 0,002$; $\theta_{\text{и}} = 30^\circ$; $\sigma = 0,1$ м; $\tilde{\gamma}_x^2 = \tilde{\gamma}_y^2 = 10^{-3}$; $C_\varepsilon = 0$ (турбулентность отсутствует, кривые 1, 2); $C_\varepsilon = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1/3}$ (сильная турбулентность, кривые 3, 4); $\alpha = 0,5$, $\beta = 0,5$ (кривые 2 и 4); $\alpha = 0,98$, $\beta = 0,02$ (кривые 1 и 3).

Из рисунка видно, что мощность, регистрируемая приемником, сильно зависит от турбулентности атмосферы и вида локальной индикатрисы отражения поверхности. В направлениях наблюдения, близких к углу зеркального отражения ($\theta_{\text{п}} = -\theta_{\text{и}}$), появляется пик, величина которого определяется долей зеркальной составляющей локальной индикатрисы отражения (см. рисунок, кривые 1, 2). Турбулентность атмосферы сильно уменьшает принимаемую мощность и сглаживает пик, вызванный зеркальной составляющей локальной индикатрисы отражения поверхности (см. рисунок, кривые 3, 4).

Таким образом, получено в интегральном виде выражение для мощности, регистрируемой приемником в турбулентной атмосфере, при облучении лазерным пучком случайно неровной поверхности с локальной индикатрисой отражения, имеющей ламбертовскую и зеркальную компоненты. В случае, когда высоты и наклоны поверхности распределены по нормальному закону, получена аналитическая формула для средней мощности, регистрируемой приемником. Показано, что принимаемая мощность сильно зависит от турбулентности атмосферы и вида локальной индикатрисы отражения поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г у р е в и ч Г. С. О флуктуациях интенсивности светового пучка, отраженного от взволнованной морской поверхности // Тр. ЦАО. – 1979. – Вып.138. – С. 80–92.
2. Л у ч и н и н А. Г. О точности измерения параметров морской поверхности оптическими скаттерометрами и альтиметрами // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1980. – Т. 16, № 3. – С. 305–315.
3. С т е м к о в с к и й А. И. Лазерный способ измерения дисперсии уклонов волнующейся морской поверхности / Световые поля в океане. – М.: ГОИН, 1980. – С. 224–230.
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. Е г о р о в В. В., Б е л о в М. Л., О р л о в В. М. О мощности, регистрируемой приемником в бистатической схеме зондирования случайно-неровной поверхности в атмосфере // Изв.вузов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33, № 5. – С. 636–638.
6. В а г а н о в Р. Б., К а ц е н е л е н б а у м Б. З. Основы теории дифракции. – М.:Наука, 1982. – 272 с.
7. Р ы т о в С. М., К р а в ц о в Ю. А., Т а т а р с к и й В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. – М.: Наука, 1978. – 463 с.

8. К р а в ц о в Ю. А., Ф е й з у л и н З. И. Некоторые следствия из принципа Гюйгенса–Кирхгофа для плавнеооднородных сред // Изв. вузов. Радиофизика. – 1969. – Т. 12, № 6. – С. 886–892.
9. Б а с с Ф. Г., Ф у к с И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
10. Ч е р н о в В. А. Волны в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1975. – 169 с.
11. 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.
12. Б а н а х В. А., М и р о н о в В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. – Новосибирск: Наука, 1986. – 173 с.
13. S h a p i r o J. H. Reciprocity of the turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer., 1971. V. 61. № 4. – P. 492–495.
14. К о п и л о в и ч Л. Е., Ф у к с И. М. Индикатрисы рассеяния и альbedo сильно шероховатых поверхностей. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. – Т. 24, № 7. – С. 840–850.

Статья поступила в редакцию 27.02.2006

Михаил Леонидович Белов родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский энергетический Институт. Д-р. техн. наук, ведущий науч. сотрудник НИИ радиоэлектроники и лазерной техники 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), head researcher of “Radioelectronics and Laser Technology” Research Institute of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of laser location and optics of atmosphere.



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

V.I. Kozintsev (b.1945), graduated from Bauman Moscow Higher Technical School in 1969. D.Sc.(Eng), Deputy director of “Radioelectronics and Laser Technology” Research Institute of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of laser technology.

Борис Викторович Стрелков родился в 1947 г., окончил в 1971 г. МВТУ им.Н.Э.Баумана. Канд. техн. наук, декан факультета “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 50 научных работ в области лазерной и измерительной техники.

B.V. Strelkov (b.1947), graduated from Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. Ph.D.(Eng), head of faculty “Radioelectronics and Laser Technology” of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 50 publications in the field of laser and measurement technology.

