

УДК 538.566:621.371

РАССЕЯНИЕ УЗКОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА НА СЛУЧАЙНО-НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В АТМОСФЕРЕ

М. Л. Белов, В. М. Орлов

Рассмотрена задача о рассеянии волнового пучка на случайно-неровной поверхности в атмосфере в случае, когда существенны затенения одних элементов поверхности другими. С использованием метода Кирхгофа получены выражения для энергетических характеристик излучения в плоскости анализа приемной линзы. Исследовано влияние затенений на мощность, регистрируемую приемником в турбулентной атмосфере.

Одной из актуальных задач, поставленных в последнее время, является разработка дистанционных методов контроля атмосферы в условиях антропогенного воздействия. В связи с этим возникает необходимость в определении энергетических характеристик излучения, рассеянного случайно-неровной поверхностью в земной атмосфере. Энергетические характеристики излучения, рассеянного в вакууме случайно-неровной поверхностью с неоднородностями, значительно превышающими длину волны, для падающего поля в виде коллимированного пучка рассматривались с учетом затенений поверхности в работе [1]. Ниже исследуются средние энергетические характеристики излучения в плоскости анализа приемной линзы при рассеянии узкого волнового пучка в атмосфере на случайно-неровной поверхности в случае, когда существенны затенения одних элементов поверхности другими.

В приближении Кирхгофа поле точечного источника, однократно рассеянное случайно-неровной поверхностью S , можно представить, аналогично [2], в виде (для точек источника и приемника, находящихся в волновой зоне относительно поверхности)

$$U(\mathbf{R}_n) \approx \frac{1}{4\pi i} \int_S V(\mathbf{r}) \eta(\alpha, \mathbf{r}) \eta(\beta, \mathbf{r}) v_0(\mathbf{R}_n, \mathbf{r}) v_0(\mathbf{r}, \mathbf{R}_n) \tilde{n}(\mathbf{r}) \tilde{q} d\mathbf{r}. \quad (1)$$

Здесь интегрирование ведется по случайно-неровной поверхности S , $v_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = |\mathbf{R} - \mathbf{r}|^{-1} \exp[ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}| + \Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r})]$, $v_0(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ — поле точечного источника в отсутствие затенений, $\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ — случайный набег комплексной фазы при прохождении сферической волны от точки \mathbf{r} до точки \mathbf{R} , $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\tilde{q} \approx -k\nabla(|\mathbf{R}_n - \mathbf{r}| + |\mathbf{r} - \mathbf{R}_n|)$, $\tilde{n}(\mathbf{r})$ — нормаль к поверхности S в точке \mathbf{r} , $\mathbf{R}_n, \mathbf{R}_n$ — векторы, определяющие положение источника и приемника, α, β — угол падения излучения и угол наблюдения соответственно, $V(\mathbf{r})$ — коэффициент отражения, $\eta(\alpha, \mathbf{r})$ — ступенчатая функция: $\eta(\alpha, \mathbf{r}) = 1$, если точка \mathbf{r} поверхности освещена падающим под углом α излучением (или наблюдается под углом α), и $\eta(\alpha, \mathbf{r}) = 0$ — в противном случае.

Используя далее известные процедуры (аналогично [2, 3]): переходя в (1) от интегрирования по случайно-неровной поверхности S к интегрированию по ее проекции S_0 на плоскость $z=0$, используя

формулу Дебая в параксиальном приближении, проводя интегрирование по апертуре оптического источника, усредняя по ансамблю флуктуаций среды и ансамблю поверхностей, — получим из (1) следующее выражение для средней интенсивности излучения в плоскости анализа приемной линзы при подсвете случайно-неровной поверхности (находящейся в атмосфере) узким волновым пучком (считая для простоты, что приемник и источник расположены в одной плоскости xz , поверхность однородна ($V(\mathbf{r}) = V$), а падающее и принимаемое излучения проходят по разным неоднородностям среды):

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{R}_A) \rangle &\approx \frac{V^2}{4} \frac{(2\pi)^2 q^4}{q_z^4} W\left(\gamma = -\frac{\hat{q}}{q_z}\right) \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) \times \\ &\times P_2\left(\zeta, \gamma = -\frac{\hat{q}}{q_z} \mid \alpha, \beta\right) \int_{S_0} \langle I_n(\mathbf{R}'_c) \rangle \langle I_{\Phi.n}(\mathbf{R}'_c, \mathbf{R}_A) \rangle d\mathbf{R}, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{R}_A — вектор в плоскости анализа приемной линзы, $\mathbf{R}'_c \approx \{[R_x \operatorname{tg} \alpha - \zeta(\mathbf{R})] \cos \alpha, R_y\}$, $\mathbf{R}'_c \approx \{[R_x \operatorname{tg} \beta - \zeta(\mathbf{R})] \cos \beta, R_y\}$ — векторы в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источника и приемника соответственно, $\hat{q} = \{q_x, 0\}$, $q \approx -k\nabla(|\mathbf{R}_n - \mathbf{R}| + |\mathbf{R}_n - \mathbf{R}|)$, $\gamma = \nabla\zeta(\mathbf{r})$ — вектор случайных наклонов поверхности S , $\zeta(\mathbf{r})$ — высота случайно-неровной поверхности в точке \mathbf{r} , $\mathbf{R} = \{R_x, R_y\}$ — вектор в плоскости S_0 , черта — означает усреднение по ансамблю поверхностей, $\langle \dots \rangle$ — означает усреднение по ансамблю флуктуаций среды, $W(\gamma)$, $W(\zeta)$ — плотности распределений наклонов и высот случайно-неровной поверхности S , $P_2(\zeta, \gamma \mid \alpha, \beta)$ — условная вероятность того, что точка поверхности, для которой $\zeta(\mathbf{r}) = \zeta$, $\nabla\zeta(\mathbf{r}) = \gamma$, не затеняется другими точками этой поверхности по отношению к падающему под углом α излучению и направлению наблюдения под углом β ,

$$\langle I_n(\mathbf{R}_c) \rangle \approx \frac{\langle I_n^H(\mathbf{R}_c) \rangle \sin \alpha}{(1 - R_x \cos \alpha / L_n)^2},$$

$$\langle I_{\Phi.n}(\mathbf{R}_c, \mathbf{R}_A) \rangle \approx \frac{\langle I_{\Phi.n}^H(\mathbf{R}_c, \mathbf{R}_A) \rangle \sin \beta}{(1 - R_x \cos \beta / L_n)^2},$$

$\langle I_n^H(\mathbf{R}) \rangle$, $\langle I_{\Phi.n}^H(\mathbf{R}, \mathbf{R}_A) \rangle$ — интенсивности излучения в плоскости нормальной оптическим осям источника и «фиктивного» источника с параметрами приемника (см. [3]).

Формула (2) справедлива, когда эффекты рассеяния на случайно-неровной поверхности и в атмосфере можно рассматривать независимо, т. е. считать, что рассеяние на поверхности в атмосфере происходит так же, как и в отсутствие атмосферы. Это приближение справедливо при условии малости флуктуаций угла прихода волн от реального и «фиктивного» источников по сравнению с углами подсвета и приема и с угловой шириной диаграммы рассеяния поверхности, а также при достаточной близости волновых фронтов падающих волн к плоскому (в пределах освещаемого участка поверхности). Для поверхности с $\gamma_0 > 10^{-2} \div 10^{-3}$ ($\gamma_0^2 = \overline{\gamma^2}$) эти условия выполняются в оптическом диапазоне для реальной атмосферной турбулентности и параметров источников и приемников.

Интегрируя теперь (2) по площади фотодетектора (с эффективным размером a), можно получить выражение для P — средней мощ-

ности, регистрируемой приемником. Оно будет иметь такой же вид, как и (2), но величина $\langle I_{\Phi_{\Pi}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_A) \rangle$ будет определяться для другого «фиктивного» источника (см. [3]).

Формула (2) была получена для турбулентной атмосферы. Возможно, однако, получить аналогичную формулу (для достаточно сильно рассеивающей поверхности) и не конкретизируя характер атмосферы. В формуле (2) величины $\langle I_{\Pi}(\mathbf{R}) \rangle$, $\langle I_{\Phi_{\Pi}}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_A) \rangle$ — это средние интенсивности излучения (от соответствующих источников) на прямых траексах. Для аэрозольной или турбулентной атмосфер выражения для этих величин можно найти в [3].

Отметим, что в отсутствие затенений формула (2) упрощается и принимает вид, согласующийся с формулой для $\langle I(\mathbf{R}_A) \rangle$ в случае рассеяния излучения на плоской ламбертовской поверхности [3].

Интегралы, входящие в формулу (2), можно вычислить и получить явные аналитические выражения для $\langle I(\mathbf{R}_A) \rangle$, P . В частности, для средней мощности, регистрируемой приемником в случае сильных затенений при зондировании случайно-неровной поверхности в турбулентной атмосфере, имеем (источник и приемник находятся по одну сторону от нормали и поверхности)

$$P \approx \frac{q^4}{q_z^4} \frac{a_{\Pi} a_{\Pi} W(\gamma = -\hat{q}/q_z) V^2}{(L_{\Pi} - \cos \alpha \mu)^2 (L_{\Pi} - \cos \beta \mu)^2} \frac{\pi^4}{a^{-2} + l_{\Pi}} \times \\ \times (C_{\Pi} + C_{\Pi})^{-1/2} (C_{\Pi} \sin^2 \alpha + C_{\Pi} \sin^2 \beta)^{-1/2} \Lambda^{-1}(\Theta) \times \\ \times \exp[-(1/2) \Lambda(\Theta)] [\exp(b) - \exp(-b)]. \quad (3)$$

Здесь

$$\Lambda(\Theta) = \operatorname{ctg} \Theta \int_{\operatorname{tg} \Theta}^{\infty} (\gamma_x - \operatorname{tg} \Theta) W(\gamma_x) d\gamma_x, \quad \Theta = \min(\alpha, \beta),$$

$$b = (1/2) \Lambda(\Theta) \operatorname{erf} x, \quad \operatorname{erf} x = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-t^2} dt,$$

$$x = \left[\cos^2 \alpha C_{\Pi} + \cos^2 \beta C_{\Pi} - \frac{[C_{\Pi} \sin \alpha \cos \alpha + C_{\Pi} \sin \beta \cos \beta]^2}{C_{\Pi} \sin^2 \alpha + C_{\Pi} \sin^2 \beta} \right]^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{2} \sigma},$$

$$a_{\Pi} = \frac{r_{\Pi}^2 \sin \beta}{4\lambda^2 F^2 \eta}, \quad C_{\Pi} = \frac{k^2}{4L_{\Pi}^2 \zeta},$$

$$\eta = \frac{1}{4r_{\Pi}^2} + \frac{k^2 r_{\Pi}^2}{4L_{\Pi}^2} \left(1 - \frac{L_{\Pi} \Delta}{F^2}\right)^2 + 0,1 (C_{\Pi}^2 k^2 L_{\Pi})^{0,5},$$

$$\zeta = \eta + \frac{k^2 a^2}{4F^2}, \quad l_{\Pi} = \frac{k^2}{4F^2 \eta}, \quad a_{\Pi} = \frac{P_0 \sin \sigma k^2}{4 \xi \pi}, \quad C_{\Pi} = \frac{k^2}{4L_{\Pi}^2 \xi},$$

$$\xi = \frac{1}{4r_{\Pi}^2} + \frac{k^2 r_{\Pi}^2}{4L_{\Pi}^2} \left(1 - \frac{L_{\Pi}}{F_{\Pi}}\right)^2 + 0,1 (C_{\Pi}^2 k^2 L_{\Pi})^{6/5},$$

$$\mu = \frac{C_{\Pi} \sin \alpha \cos \alpha + C_{\Pi} \sin \beta \cos \beta}{C_{\Pi} \sin^2 \alpha + C_{\Pi} \sin^2 \beta} \Lambda(\Theta) \frac{\sigma F(a)}{\sqrt{2\pi} (1+x^{-2})},$$

$$a = \frac{\Lambda^2(\Theta)}{4\pi (1+x^{-2})^2},$$

$$F(a) \approx \left\{ \frac{1}{2a} \left[\ln 2a - \ln \ln 2a + \ln \left(\frac{1}{1 - \ln \ln 2a / \ln 2a} \right) \right] \right\}^{1,2},$$

$L_{\text{п}}$, $L_{\text{н}}$ — расстояния от центра сектора наблюдения (на поверхности $L_{\text{п}}$, $L_{\text{н}}$ — расстояния от центра сектора наблюдения (на поверхности S_0) до центра приемной и передающей апертур, F — фокусное расстояние приемной линзы, Δ — сдвиг плоскости фотодетектора относительно фокальной плоскости, P_0 — мощность, излучаемая источником, $F_{\text{м}}$ — кривизна фазового фронта на апертуре источника, C_e — структурная постоянная диэлектрической проницаемости среды, σ — дисперсия высот случайно-неровной поверхности S .

При отсутствии затенений формула (3) отличается от формулы для P работы [3] (полученной для ламбертовской поверхности) лишь коэффициентом, зависящим от распределения углов наклона поверхности и углов падения и наблюдения. Поэтому при анализе (3) остановимся лишь на влиянии затенений на принимаемую мощность.

На приведенном рисунке показана зависимость отношения N (принимаемой мощности с учетом затенений к принимаемой мощности, рассчитанной без учета затенений) от параметра $\Lambda(\Theta)$. Расчеты проводились по формуле (3) для нормальной случайной поверхности при следующих параметрах: $\beta = 90^\circ$, $\alpha = 1^\circ$, $C_{\text{п}} \gg C_{\text{н}}$, $L_{\text{н}} = 10^3$ м, $C_{\text{п}} = 0$ (кривые 1, 2), $C_{\text{п}} = 10^{-4}$ м⁻² (кривые 4, 5), $\sigma = 2$ м (кривые 1, 5), $\sigma = 1$ м (кривые 2, 4).

С увеличением $\Lambda(\Theta)$ величина N уменьшается. Однако характер спадания N зависит от параметров источника и приемника (ширины их диаграмм направленности) и статистических характеристик случайной поверхности.

С увеличением дисперсии высот случайной поверхности величина N возрастает, что связано с уменьшением расстояния до неровностей, на которых происходит рассеяние. Однако это справедливо лишь при широких диаграммах источника или приемника (см. кривые 1, 2 — для них приемник является «всенаправленным», кривая 3 есть зависимость $(1 - e^{\Delta(\Theta)}) / \Lambda(\Theta)$).

Если диаграммы источника и приемника узкие, то сигнал на приемник может прийти лишь из небольшой области их пересечения. В этом случае увеличение дисперсии высот случайной поверхности приводит к резкому уменьшению сигнала, так как пучок подсвета рассеивается на неровностях в основном до области пересечения диаграмм (см. кривые 4, 5).

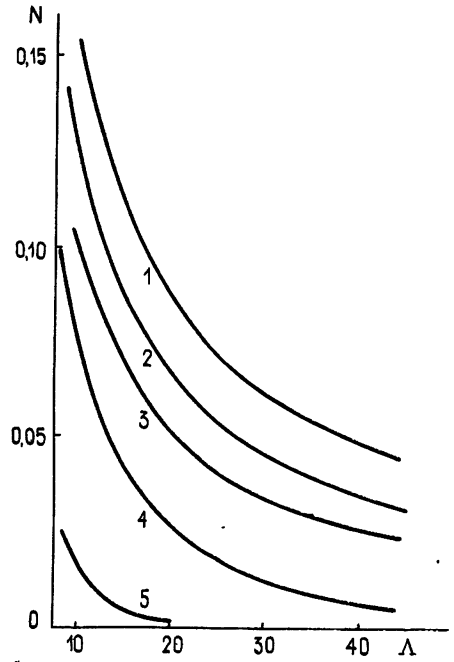


Рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Белоусов С. Н., Якушкин Н. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 11, с. 1375.

- 2 Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности — М.: Наука, 1972, с. 424.
3. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация.— Новосибирск: Наука, 1982, с. 203.

Центральный научно-исследовательский институт
научно-технической информации и технико-
экономических исследований

Поступила в редакцию
26 августа 1982 г.,
в окончательном варианте
18 мая 1983 г

SCATTERING NARROW WAVE BEAM BY A ROUGH SURFACE IN ATMOSPHERE

M. L. Belov, V. M. Orlov

A problem of scattering wave beam on a rough surface in atmosphere is considered in the presence of shadowings. By using the Kirchhoff's method the expressions have been obtained for the power characteristics of a radiation in the plane of analysis of the receiving lens. Calculations show an effect of shadowings on received power in the turbulent atmosphere.

Аннотации депонированных статей

УДК 535 371 1, 538 3

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

А. В. Галинов, Е. Д. Терещенко

Рассмотрена двумерная голографическая реконструкция комплексной корреляционной функции флуктуаций поля, излученного навигационными спутниками. На модельных расчетах проанализирован ход процесса восстановления реальной и мнимой части корреляционной функции поля. Применение метода к экспериментальным данным показало на существование в возмущенной ионосфере нескольких слоев неоднородностей. При этом оказывается возможным выделение слоев неоднородностей с малой дисперсией флуктуаций электронной плотности на фоне слоев с большой дисперсией

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 824—84. Деп. от 9 февраля 1984 г.*
