

М.Л. Белов, В.М. Орлов

О СТРУКТУРЕ ОСВЕЩЕННОСТИ В ИЗОБРАЖЕНИИ ПРИ ЛИДАРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ ПЕНОЙ

В статье исследуется пространственное распределение освещенности в изображении при зондировании узким лазерным пучком в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной.

Получено аналитическое выражение для средней освещенности в прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосфере. Показано, что наличие пены на морской поверхности искажает пространственное распределение освещенности в изображении.

Лидарное зондирование является одним из перспективных направлений исследования океана. Лидарные методы позволяют получать данные об уровне поверхности Мирового океана, параметрах морского волнения, оптических характеристиках морской воды, концентрации хлорофилла и косяках рыбы (см., например, [1–3]). Одним из факторов, определяющих величину лидарного сигнала, является наличие пены на морской поверхности.

Вопрос о распределении освещенности в плоскости изображения приемника лидара, зондирующего морскую поверхность, рассматривался в работе [4]. Ниже исследуется структура освещенности в изображении при зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной.

Рассмотрим зондирование лазерным локатором морской поверхности, покрытой пеной. Считаем, что источник и приемник в общем случае разнесены и находятся на расстоянии $L_{\text{и}}$ и $L_{\text{п}}$ от зондируемой поверхности, а их оптические оси составляют углы $\theta_{\text{и}}$ и $\theta_{\text{п}}$ с нормалью к невозмущенной ветровым волнением морской поверхности. Будем считать, что длина волны зондирующего излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой велико, так что основная доля принимаемого сигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух–вода, а долей света, диффузно отраженного толщей воды, можно пренебречь. Учтем также, что длина волны излучения мала по сравнению с характерными радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности.

Поскольку при рассеянии на случайно неровной поверхности отраженное поле в каждой точке приобретает большой случайный фазовый сдвиг [5], средняя (по ансамблю случайно неровных поверхностей) освещенность в изображении $\bar{E}(\mathbf{R})$ при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, будет определяться средними освещенностями при зондировании морской поверхности без пены — $E_{\text{м}}(\mathbf{R})$ и морской поверхности, сплошь покрытой пеной $\bar{E}_{\text{п}}(\mathbf{R})$:

$$\bar{E}(\mathbf{R}) = (1 - W) \bar{E}_{\text{м}}(\mathbf{R}) + W \bar{E}_{\text{п}}(\mathbf{R}), \quad (1)$$

где W — доля поверхности моря, покрытой пеной и барашками.

При получении (1) полагалось, что размеры и форма участков пены не зависят от высот и наклонов реализации поверхности.

В качестве модели морской поверхности, сплошь покрытой пеной, будем использовать две модели: модель случайно неровной поверхности с локально-ламбертовской индикатрисой рассеяния элементарных участков и модель плоской ламбертовской поверхности [4, 6–9]. Для модели плоской ламбертовской поверхности величина $\bar{E}_{\text{п}}(\mathbf{R})$ известна [10]. Найдем $\bar{E}_{\text{п}}(\mathbf{R})$ для модели случайно неровной поверхности с локально ламбертовской индикатрисой рассеяния элементарных участков.

Аналогично [11] запишем выражение для освещенности в плоскости изображения приемной линзы при облучении случайно неровной локально ламбертовской поверхности S в атмосфере (считаем, что углы зондирования $\theta_{\text{и}}$, $\theta_{\text{п}}$ достаточно малы, так что можно пренебречь затенениями одних элементов поверхности другими):

$$E_{\text{п}}(\mathbf{R}) = \frac{A}{\pi} \int_S d\mathbf{r} E_{\text{и}}(\mathbf{r}) E_{\text{пр}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (2)$$

где $E_{\text{и}}(\mathbf{r})$, $E_{\text{пр}}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — освещенность поверхности S в точке \mathbf{r} в атмосфере от действительного и «фиктивного» (с параметрами приемника) источников [10]; A — альbedo элементарного участка поверхности, покрытой пеной.

Переходя в (2) от интегрирования по случайно неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$), усредняя $E_n(\mathbf{R})$ по ансамблю поверхностей (по методике, аналогичной [5]) и используя выражения для освещенностей от действительного и «фиктивного» источников в атмосфере [10], получим для узкого пучка подсвета следующее выражение для средней освещенности в плоскости изображения приемной линзы при зондировании случайно неровной локально ламбертовской поверхности в аэрозольной атмосфере (считая для простоты, что источник и приемник расположены в одной плоскости XOZ):

$$\bar{E}_n(\mathbf{R}) = \frac{Aa_n a_n}{L_n^2 L_n^2} Q (C_n + C_n)^{-1/2} \cdot p^{-1/2} \cdot \left[1 + 2\sigma^2 \left(s - \frac{t^2}{p} \right) \right]^{-1/2} \times \\ \times \exp \left\{ - \left(R_y \frac{L_n}{F} \right)^2 (C_n^{-1} + C_n^{-1})^{-1} - \left(R_x \frac{L_n}{F \cos \theta_n} \right)^2 (C_n^{-1} \cos^{-2} \theta_n + C_n^{-1} \cos^{-2} \theta_n)^{-1} (1 - \mu) \right\}, \quad (3)$$

где

$$p = C_n \cos^2 \theta_n + C_n \cos^2 \theta_n; \quad s = C_n \sin^2 \theta_n + C_n \sin^2 \theta_n;$$

$$t = C_n \sin \theta_n \cos \theta_n + C_n \sin \theta_n \cos \theta_n;$$

$$\mu = \frac{\left(\sin \theta_n - \frac{t}{p} \cos \theta_n \right)^2 C_n^2 \cos^2 \theta_n (C_n^{-1} \cos^{-2} \theta_n + C_n^{-1} \cos^{-2} \theta_n)}{(2\sigma^2)^{-1} + s - \frac{t^2}{p}};$$

$$Q = a \exp \left(\frac{1}{2a} \right) \frac{1}{4} (\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{-1/2} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \frac{a^{-\kappa}}{\kappa!} \left(\frac{\beta}{2} \right)^{2\kappa} \left\{ \sin \theta_n \sin \theta_n a^{1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 2)}{\Gamma(\kappa + 1)} W_{-\kappa-3/4, \kappa+3/4} \left(\frac{1}{a} \right) - \right. \\ \left. - \sin \theta_n \sin \theta_n a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 3)}{\Gamma(\kappa + 2)} \times \frac{\beta}{2} W_{-\kappa-5/4, \kappa+5/4} \left(\frac{1}{a} \right) + 2 \cos \theta_n \cos \theta_n \times \right. \\ \left. \times a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa + 1)} W_{-\kappa-1/4, \kappa+1/4} \left(\frac{1}{a} \right) \right\};$$

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

Для прозрачной аэрозольной атмосферы [10]

$$a_n = \frac{P_0 e^{-\tau_1}}{\pi \alpha_n^2}; \quad a_n = \frac{r_n^2}{r_n^2} e^{-\tau_2}; \quad C_n = (\alpha_n L_n)^{-2}; \quad C_n = \left(\frac{r_n}{F} L_n \right)^{-2};$$

$$\tau_1 = \int_0^{L_n} \sigma(z) dz; \quad \tau_2 = \int_0^{L_n} \sigma(z) dz.$$

В оптически плотной атмосфере для оценки $a_{n,n}$ и $C_{n,n}$ имеем [10]:

$$a_n \simeq \frac{P_0 \exp \left\{ - \int_0^{L_n} (1 - \lambda) \varepsilon(z) dz \right\} C_n}{\pi L_n^{-2}};$$

$$a_n \simeq \frac{r_n^2 \exp \left\{ - \int_0^{L_n} (1 - \lambda) \varepsilon(z) dz \right\} C_n}{F^2 L_n^{-2}};$$

$$C_{\text{н}} \simeq [\alpha_{\text{н}}^2 L_{\text{н}}^2 + \mu_{\text{н}} L_{\text{н}}^2]^{-1}; \quad C_{\text{п}} \simeq \left[\frac{r_{\text{к}}^2}{F^2} L_{\text{н}}^2 + \mu_{\text{н}} L_{\text{н}}^2 \right]^{-1};$$

$$\mu_{\text{н,п}} = \frac{1}{L_{\text{н,п}}^2} \int_0^{L_{\text{н,п}}} \tilde{\sigma}(z) \langle \gamma^2(z) \rangle (L_{\text{н,п}} - z)^2 dz; \quad \lambda = \frac{\sigma}{\varepsilon};$$

$2\alpha_{\text{н}}$ – угол расходимости источника; P_0 – мощность, излучаемая источником; $r_{\text{п}}, r_{\text{к}}$ – эффективный размер приемной апертуры и кружка рассеяния приемной оптической системы; $\sigma^2, \overline{\gamma_{xy}^2}$ – дисперсии высот и наклонов морской поверхности; $\varepsilon(z), \sigma(z)$ – коэффициенты ослабления и рассеяния среды; F – фокусное расстояние приемной линзы; $\langle \gamma^2(z) \rangle$ – дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния; $\tilde{\sigma}(z)$ – эффективный показатель рассеяния; $\tilde{\sigma} = (1 - x_0)\sigma$, x_0 – изотропная часть индикатрисы рассеяния [10]; $W_{n,m}(z)$ – функция Уиттекера; $\Gamma(\kappa)$ – гамма-функция.

Формула (3) получена в приближении $\beta \ll 1$, хорошо выполняющемся для широкого диапазона условий морского ветрового волнения. В предельном случае изотропной случайно-неровной поверхности ($\overline{\gamma_x^2} = \overline{\gamma_y^2} = \overline{\gamma_0^2}$) в отсутствие атмосферы формула (3) совпадает с выражением, полученным в работе [11].

Оценим влияние пены на структуру освещенности в плоскости изображения приемной линзы. Используя (1), (3) и результаты работы [4], получим следующее выражение для средней освещенности в изображении при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной:

$$\overline{E}(\mathbf{R}) \simeq a_1 \cdot a_2 \exp \left\{ - \left(R_y \frac{L_{\text{п}}}{F} \right)^2 (C_{\text{н}}^{-1} + C_{\text{п}}^{-1})^{-1} \right\} F(x), \quad (4)$$

где

$$F(x) = \left[\exp \{ - (x + \tilde{q})^2 \} + \frac{a_3}{a_2} \exp \{ - x^2 \} \right]; \quad (5)$$

$$x = \left(R_x \frac{L_{\text{п}}}{F} \right) b^{1/2}; \quad \tilde{q} = \delta b^{1/2}; \quad b = (1 - \mu) \cos^{-2} \theta_{\text{п}} (C_{\text{н}}^{-1} \cos^{-2} \theta_{\text{п}} + C_{\text{н}}^{-1} \cos^{-2} \theta_{\text{н}})^{-1};$$

$$a_1 = \frac{a_{\text{н}} a_{\text{п}}}{L_{\text{н}}^2 L_{\text{п}}^2} (C_{\text{н}} + C_{\text{п}})^{-1/2} [C_{\text{н}} \cos^2 \theta_{\text{н}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}} + 2\sigma^2 C_{\text{н}} C_{\text{п}} \sin^2 (\theta_{\text{н}} - \theta_{\text{п}})]^{-1/2};$$

$$a_2 = (1 - W) \frac{q^4}{q_z^4 (\overline{\gamma_x^2} \overline{\gamma_y^2})^{1/2}} \exp \left\{ - \frac{q_x^2}{q_z^2 2 \overline{\gamma_x^2}} \right\};$$

$$a_3 = W \cdot A \cdot Q; \quad \delta = \frac{q_x \cos \theta_{\text{п}} \tilde{\mu}}{\cos^2 \theta_{\text{н}} \cdot q_z^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_{\text{н}}}{L_{\text{н}}} + \frac{\cos^2 \theta_{\text{п}}}{L_{\text{п}}} \right) \frac{L_{\text{н}}^2 z_{\text{н}}^2}{2 \overline{\gamma_x^2}};$$

$$\tilde{\mu} = 1 + 2\sigma^2 C_{\text{н}} \sin \theta_{\text{н}} \sin (\theta_{\text{п}} - \theta_{\text{н}}) \cos^{-1} \theta_{\text{п}};$$

$$q_x^2 = (\sin \theta_{\text{н}} + \sin \theta_{\text{п}})^2; \quad q_z^2 = (\cos \theta_{\text{н}} + \cos \theta_{\text{п}})^2; \quad q^2 = q_x^2 + q_z^2;$$

V^2 – коэффициент Френеля морской поверхности без пены.

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности имеем (используя результат [4, 10]):

$$\overline{E}(\mathbf{R}) \simeq \bar{a}_1 \cdot \bar{a}_2 \exp \left\{ - \left(R_y \frac{L_{\text{п}}}{F} \right)^2 (C_{\text{н}}^{-1} + C_{\text{п}}^{-1})^{-1} \right\} \bar{F}(x), \quad (6)$$

где

$$\bar{F}(x) = \left[\exp \{ - (x + \tilde{q})^2 \} + \frac{\bar{a}_3}{\bar{a}_2} \exp \left\{ - \frac{x^2}{1 - \mu} \right\} \right], \quad (7)$$

$$\bar{a}_3 = W \cdot A \cdot \cos \theta_{\text{н}} \cos \theta_{\text{п}}; \quad \bar{a}_1 = a_1 (\sigma = 0);$$

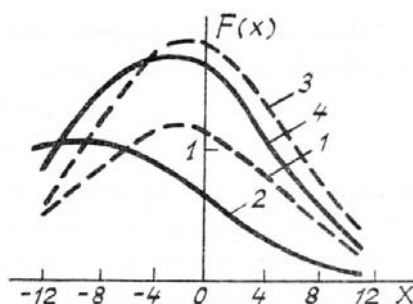
$$\bar{a}_2 = a_2 \cdot (1 + 2\sigma^2 C_{11} C_{11} \sin^2(\theta_{11} - \theta_{11}) (C_{11} \cos^2 \theta_{11} + C_{11} \cos^2 \theta_{11})^{-1}).$$

Формулы (4), (6) получены для узкого пучка подсвета $\alpha_n^2 \ll \gamma_{x,y}^2$.

На рисунке приведены результаты расчетов распределения освещенности в плоскости изображения приемной линзы.

Расчеты проводились для двух моделей пены по формулам (5) и (7) при следующих значениях параметров: $\theta_{11} = \theta_{11} = 30^\circ$; $L_{11} = L_{11} = 1000$ м; $\alpha_{11} = 0, 0087$; $\frac{r_k}{F} = 5 \cdot 10^{-5}$ $\mu_{11} = \mu_{11} = 0$ (кривые 1, 3); $\mu_{11} = \mu_{11} = 0,003$ (кривые 2, 4) $U = 10$ м/с (кривые 1, 2); $U = 22$ м/с (кривые 3, 4).

Значения $\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [12], а для W и σ использовались следующие выражения [3, 13]: $W = 0,009U^3 - 0,3296U^2 + 4,549U - 21,33$; $\sigma = 0,016U^2$, где U — скорость приводного ветра, м/с.



Пространственное распределение освещенности в изображении

Из рисунка видно, что атмосфера и наличие пены на морской поверхности существенно влияют на пространственное распределение освещенности в изображении. В отсутствие пены на морской поверхности распределение освещенности является несимметричным относительно центра плоскости изображения. Последнее физически объясняется тем, что условия отражения отличаются в различных точках пятна подсвета. При моностатической локации это приводит к тому, что максимум энергии приходит на приемник не от центральной области пятна подсвета, а от области, сдвинутой (в пределах пятна подсвета) в сторону локатора. С увеличением расходимости источника этот эффект возрастает. Увеличение количества пены на морской поверхности (при увеличении скорости ветра U) делает распределение освещенности более симметричным относительно центра плоскости изображения (хаотично разбросанные в поле зрения приемника участки пены дают составляющую освещенности, симметричную относительно центра). Замутненность атмосферы (при увеличении угловой расходимости пучков) приводит к противоположному эффекту — увеличению сдвига распределения освещенности в плоскости изображения.

Модель пены слабо влияет на пространственное распределение освещенности. Графики для двух моделей сливаются на рисунке.

Полученные в работе соотношения могут быть использованы для коррекции влияния атмосферы и пены на сигнал, регистрируемый лидаром, зондирующим морскую поверхность.

1. Левин И. М., Шифрин К. С. // Исследование Земли из космоса. 1987. № 4. С. 12.
2. Абрамочкин А. И., Занин В. В., Пеннер И. Э., Тихомиров А. А., Шаманов В. С. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 92.
3. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Opt. 1982. V. 21. № 21. P. 3932.
4. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 7. С. 778.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
6. Коерке Р. // Int. J. Remote Sensing. 1985. V. 6. № 5. P. 787.
7. Коерке Р. // Appl. Opt. 1984. V. 23. № 11. P. 1816.
8. Копелевич О. В., Межеричер Э. М. // Океанология. 1980. Т. 20. Вып. 1. С. 50.
9. Wald L., Monget J. M. // Int. J. Remote Sensing. 1983. V. 4. № 2. P. 433.
10. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
11. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. Вып. 6. С. 1290.
12. Cox С., Munk W. // J. of the Opt. Soc. of Amer. 1954. V. 44. № 11. P. 839.
13. Бортковский Р. С. // Метеорология и гидрология. 1987. Ч. 5. С. 68.

M. L. Belov, V. M. Orlov. The Structure of Irradiance in the Image for Lidar Counting of Sea Surface Covered with Foam Through the Atmosphere.

In this paper spatial distribution of irradiance over the image is considered for sounding by narrow laser beam the sea surface covered with foam through the atmosphere. An analytical expression is obtained for the mean irradiance in clear and turbid aerosol atmosphere. It is shown that foam on sea surface influences on spatial distribution of the irradiance over the image.