

Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности

В.А. Банах*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 23.03.2012 г.

Представлены результаты анализа усиления средней мощности обратно рассеянного в атмосфере оптического излучения, возникающего на трассах с отражением в случайных средах вследствие коррелированности прямой и обратной волн. Анализ проведен для режима сильной оптической турбулентности на трассе. Показано, что за счет корреляции встречных волн средняя мощность обратно рассеянного в турбулентной атмосфере излучения может более чем в два раза превышать среднюю мощность рассеянного излучения в однородной среде. С увеличением интенсивности оптической турбулентности эффект усиления средней мощности уменьшается по степенному закону.

Ключевые слова: рассеяние, усиление мощности, турбулентная атмосфера; scattering, power enhancement, turbulent atmosphere.

Введение

На трассах с отражением в случайно-неоднородных средах прямая и обратная волны являются коррелированными, так как проходят при распространении одни и те же неоднородности среды. Это приводит к изменению распределения средней интенсивности отраженной волны по сравнению с распределением средней интенсивности волны, прошедшей в прямом направлении трассу эквивалентной длины. В частности, в случайной среде в направлении строго назад средняя интенсивность отраженной волны может превысить не только среднюю интенсивность прямой волны на трассе такой же суммарной длины, но и величину «дифракционной» интенсивности отраженной волны в однородной среде. Впервые это явление описано в работе [1], где получило название эффекта усиления обратного рассеяния (УОР).

Наряду с УОР происходят усиление флуктуаций интенсивности отраженной волны и другие эффекты, обусловленные корреляцией встречных волн [2]. Особенности распространения волн на трассах с отражением в случайно-неоднородных средах и, в частности, лазерного излучения в турбулентной атмосфере детально рассмотрены в обзоре [3] и монографиях [2, 4]. В работах, посвященных исследованию распространения оптического излучения на трассах с отражением в турбулентной атмосфере, речь идет, главным образом, о статистических характеристиках интенсивности отраженной

волны и практически не обсуждается влияние корреляции встречных волн на флуктуации потока обратно рассеянного излучения, принимаемого апертурой конечных размеров. Лишь в самое последнее время в статье А.С. Гурвича [5] показано, что в турбулентной атмосфере происходит не только усиление средней интенсивности, но и средняя мощность обратно рассеянного атмосферными рассеивателями излучения увеличивается по сравнению с распространением в однородной среде. Этот эффект в [5, 6] предложено использовать для построения дистанционного лазерного измерителя интенсивности оптической турбулентности.

Возможность создания «турбулентного» лидара давно привлекает внимание исследователей, но лишь в [5, 6] предложена, а затем реализована и апробирована в атмосферном эксперименте [7] оптическая схема, позволяющая измерять интенсивность оптической турбулентности и основанная именно на лидарном принципе. Использование данных когерентного доплеровского ветрового лидара для извлечения информации об интенсивности оптической турбулентности обсуждается также в [8].

Расчеты усиления средней мощности обратного рассеяния в [5] выполнены для режима слабой оптической турбулентности, когда параметр $\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ принимает значения меньше единицы, что реализуется на сравнительно коротких трассах. Здесь C_n^2 – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения; L – длина трассы. В работе [9] детальные исследования усиления средней мощности для схемы [5–7] выполнены на

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru).

основе численного моделирования. Однако вследствие ограниченности оперативной памяти компьютера и больших затрат компьютерного времени на вычисления с помощью моделирования не удастся провести анализ усиления мощности обратного атмосферного рассеяния (УМОАР) для предельного режима сильной оптической турбулентности, когда $\beta_0^2 \gg 1$.

В настоящей статье представлены результаты анализа УМОАР именно для этого режима. Расчеты средней мощности обратного рассеянного в турбулентной атмосфере излучения важны не только для исследования возможности построения турбулентного лидара, но и для оценки эффективности систем коллимации волнового фронта и наведения частично-когерентных лазерных пучков, управляемых по сигналу обратного рассеяния [10, 11].

Рассмотрим следующую оптическую схему. Лазерный импульс с начальным распределением $U_0(0, \rho', t)$, прошедший расстояние L в атмосфере, рассеивается на атмосферном слое. Рассеянное в обратном направлении излучение собирается телескопом и регистрируется фотоприемником в приемной плоскости телескопа. Комплексная амплитуда падающего на рассеивающую частицу поля записывается в виде

$$U_1(z_l, \rho_l, t) = \int d^2 \rho' U_0 \left(\rho', t - \frac{z_l}{c} \right) G(0, \rho'; z_l, \rho_l), \quad (1)$$

где $G(0, \rho'; z_l, \rho_l)$ – функция Грина параболического уравнения для комплексной амплитуды поля, распространяющегося в турбулентной атмосфере из точки $(0, \rho')$ в точку z_l, ρ_l ; z_l – продольная координата рассеивающей частицы; ρ_l – радиус-вектор, определяющий ее положение в поперечной плоскости; c – скорость света; t – время.

Комплексная амплитуда поля, рассеянного частицей, в плоскости $z = 0$ записывается в виде

$$U_{sl}(0, \rho'', t) = \alpha_l U_1 \left(z_l, \rho_l, t - \frac{z_l}{c} \right) G(z_l, \rho_l; 0, \rho''), \quad (2)$$

где $G(z_l, \rho_l; 0, \rho'')$ – функция Грина комплексной амплитуды поля, распространяющегося в обратном направлении от рассеивающей частицы к телескопу в турбулентной атмосфере из точки (z_l, ρ_l) в точку $(0, \rho'')$; α_l – амплитуда обратного рассеяния частицы.

Суммарное поле в плоскости $(0, \rho'')$ находится в результате суммирования правой части уравнения (2) по всем рассеивающим частицам N_s в слое

$$U_s = \sum_{l=1}^{N_s} U_{sl}.$$

Для тонкого рассеивающего слоя (короткого импульса) $|z_l - L| \ll L$ мы можем принять в (2) $t = 2L/c$, $z_l \approx L$, оставив зависимость от z_l лишь в быстро осциллирующем множителе e^{ikz_l} .

Наконец, для поля в приемной плоскости телескопа (l, ρ) получаем

$$U(l, \rho, t) = \frac{k}{2\pi i l} \exp \left\{ ikl + ik \frac{\rho^2}{2l} \right\} \times \int d^2 \rho'' T(\rho'') U_s \left(0, \rho'', \frac{2L}{c} \right) \left\{ -i \frac{k}{l} \rho \rho'' + ik \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F} \right) \rho''^2 \right\}, \quad (3)$$

где $T(\rho'') = \exp\{-\rho''/(2a_t^2)\}$ – амплитудный коэффициент пропускания приемной апертуры радиуса a_t ; F – фокусное расстояние телескопа.

Зададим начальное распределение поля импульсного лазера в виде

$$U_0(\rho', t) = \frac{p^{1/2}(t)}{\sqrt{\pi a}} \exp \left\{ -\frac{\rho'^2}{2a^2} - i \frac{k}{2f_b} \rho'^2 \right\}, \quad (4)$$

где

$$p(t) = \frac{U_p}{\sqrt{\pi \sigma}} e^{-t^2/\sigma^2}; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d^2 \rho' |U_0(\rho', t)|^2 = U_p;$$

σ определяет длительность импульса; a и f_b – соответственно начальные радиус пучка и радиус кривизны фазового фронта, и, следуя [12], рассчитаем на основе (3) интенсивность излучения, рассеянного в обратном направлении на удаленном на расстояние L атмосферном слое, и регистрируемого в плоскости l . В результате для усредненной по ансамблю реализаций случайного положения рассеивателей и амплитуд обратного рассеяния интенсивности [12] получаем

$$I(l, \rho, L) = \frac{\beta_\pi U_p c}{l^2} \frac{1}{2} \int d\rho_l \int d\rho_{1,2} \exp \left\{ -\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2a^2} - \frac{ik}{2f_b} (\rho_1^2 - \rho_2^2) \right\} \times \\ \times G(0, \rho_1; L, \rho_l) G^*(0, \rho_2; L, \rho_l) \int d\rho_{3,4} T(\rho_3) T^*(\rho_4) \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{k}{l} \rho (\rho_3 - \rho_4) + ik \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F} \right) (\rho_3^2 - \rho_4^2) \right\} \times \\ \times G(0, \rho_3; L, \rho_l) G^*(0, \rho_4; L, \rho_l), \quad (5)$$

где через $\beta_\pi = \rho_s \theta_s$ обозначен коэффициент обратного рассеяния; $\theta_s = \langle |\alpha_l|^2 \rangle$ – среднее сечение обратного рассеяния рассеивающей частицы; ρ_s – концентрация частиц; функции Грина $G(0, \rho_l; L, \rho_l)$ не содержат множители e^{ikz_l} и в соответствии с теоремой взаимности [2, 13] для обратного распространения записаны в виде, соответствующем распространению вперед.

С использованием (5) для средней мощности $P(l, L)$ принимаемого рассеянного излучения в турбулентной атмосфере при полном перехвате фотодетектором светового пятна в плоскости l получаем

$$P(l, L) = \int d\rho \langle I(l, \rho, L) \rangle = \frac{\beta_\pi U_p c}{l^2} \frac{1}{2} \times \\ \times \int d\rho_l \int d\rho_{1-3} \exp \left\{ -\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2a^2} - i \frac{k}{2f_b} (\rho_1^2 - \rho_2^2) \right\} |T(\rho_3)|^2 \times \\ \times \langle G(0, \rho_1; L, \rho_l) G^*(0, \rho_2; L, \rho_l) G(0, \rho_3; L, \rho_l) G^*(0, \rho_3; L, \rho_l) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки означают усреднение по турбулентным неоднородностям среды. Как видно из (6), для расчета $P(l, L)$ нужно знать четвертый статистический момент функции Грина $G(0, \rho_i; L, \rho_l)$ в турбулентной атмосфере. Чтобы его рассчитать, воспользуемся представлением для функции Грина в виде континуального интеграла [14, 15]:

$$G(0, \rho_i; L, \rho_l) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^{N-1} \int d\mathbf{s}_1, \dots, d\mathbf{s}_{N-1} \times \exp \left\{ i \frac{k}{2L} \left[\sum_{j=1}^{N-1} s_j^2 + (\rho_i - \rho_l)^2 \right] + i \frac{k}{2} L \int_0^1 d\xi \varepsilon \left(\xi, \rho_i, \rho_l, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_j \right) \right\}, \quad (7)$$

где $\varepsilon \left(\xi, \rho_i, \rho_l, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_j \right)$ – флуктуирующая вследствие турбулентности часть диэлектрической проницаемости воздуха. Записав на основе (7) выражение для четвертого статистического момента функции Грина

$$G_4 = \langle G(0, \rho_1; L, \rho_l) G^*(0, \rho_2; L, \rho_l) G(0, \rho_3; L, \rho_l) G^*(0, \rho_3; L, \rho_l) \rangle, \quad (8)$$

выполнив усреднение в (8) в предположении гауссовости флуктуаций диэлектрической проницаемости ε [15] и подставив затем G_4 в (6), после ряда интегрирований получаем

$$P(l, L) = \frac{\beta_\pi U_p c}{2 k^4} (2\pi)^4 \frac{\pi L^2 a^2 a_l^2}{(a^2 + a_l^2)} \times \int d\rho \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{a^2 + a_l^2} \right\} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^{2(N-1)} \times \int d\mathbf{s}_1, \dots, d\mathbf{s}_{N-1} d\mathbf{s}_{2,1}, \dots, d\mathbf{s}_{2,N-1} \times \exp \left\{ i \frac{k}{L} \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{1,j} \mathbf{s}_{2,j} \right\} I(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}), \quad (9)$$

где

$$I(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) = \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{4} L \int_0^1 d\xi \left[2H \left(0, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{2,j} \right) + 2H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{1,j} \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} + \mathbf{s}_{2,j}) \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} - \mathbf{s}_{2,j}) \right) \right] \right\}; \quad (10)$$

$$H(\rho, \mathbf{r}, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{i,j}) = 2 \int d\mathbf{k} \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) \times \left[1 - \cos \mathbf{k} \left[\rho(1 - \xi) + \mathbf{r}\xi + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi) \mathbf{s}_{i,j} \right] \right]; \quad (11)$$

$$v_j(\xi) = \frac{\sin j\pi\xi}{\sqrt{2N} \sin \frac{j\pi}{2N}}; \quad \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) - \text{трехмерный турбу-}$$

лентный спектр диэлектрической проницаемости воздуха.

В режиме сильной оптической турбулентности $\beta_0^2 \gg 1$ область, существенная для интегрирования по переменным $\mathbf{s}_{i,j}$, представляет собой сумму двух подобластей. В одной из них (Σ_1) масштаб изменения переменных $\mathbf{s}_{2,j}$ мал по сравнению с масштабом изменения $\mathbf{s}_{1,j}$, а в другой (Σ_2), наоборот, масштаб изменения переменных ρ и $\mathbf{s}_{1,j}$ мал по сравнению с масштабом изменения $\mathbf{s}_{2,j}$ [15]. Это означает, что в области Σ_1 сумма трех последних слагаемых в (10) мала и эту часть экспоненты можно разложить в ряд Тейлора. В области Σ_2 точно так же можно разложить в ряд Тейлора ту часть экспоненты в (10), показатель которой содержит первое и два последних слагаемых. Ограничиваясь двумя первыми слагаемыми в этих разложениях, (10) можно представить в виде суммы:

$$I(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) = I_1(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) + I_2(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}), \quad (12)$$

где

$$I_1(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) = \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\xi H \left(0, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{2,j} \right) \right\} \times \left[1 - \frac{\pi k^2}{4} L \int_0^1 d\xi \left[2H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{1,j} \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} + \mathbf{s}_{2,j}) \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} - \mathbf{s}_{2,j}) \right) \right] \right], \quad (13)$$

$$I_2(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) = \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\xi H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{1,j} \right) \right\} \times \left[1 - \frac{\pi k^2}{4} L \int_0^1 d\xi \left[2H \left(0, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{2,j} \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} + \mathbf{s}_{2,j}) \right) - H \left(\rho, 0, \sum_{j=1}^{N-1} (\mathbf{s}_{1,j} - \mathbf{s}_{2,j}) \right) \right] \right]. \quad (14)$$

С использованием (11), (13) и (14) формула (12) сводится к виду

$$I(\rho, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j}) = \exp \left\{ \frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\eta H \left(0, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{2,j} \right) \right\} \times \left[1 + \frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) \times \left[2 \exp \left\{ i\mathbf{k} \left[\rho(1 - \xi) + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi) \mathbf{s}_{1,j} \right] \right\} - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \exp \left\{ i\mathbf{k} \left[\boldsymbol{\rho}(1-\xi) + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi)(\mathbf{s}_{1,j} + \mathbf{s}_{2,j}) \right] \right\} - \\
& - \exp \left\{ i\mathbf{k} \left[\boldsymbol{\rho}(1-\xi) + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi)(\mathbf{s}_{1,j} - \mathbf{s}_{2,j}) \right] \right\} \Bigg] + \\
& + \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\eta H \left(\boldsymbol{\rho}, 0, \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{s}_{1,j} \right) \right\} \times \\
& \times \left[1 + \frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) \left[2 \exp \left\{ i\mathbf{k} \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi) \mathbf{s}_{2,j} \right\} - \right. \right. \\
& - \exp \left\{ i\mathbf{k} \left[\boldsymbol{\rho}(1-\xi) + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi)(\mathbf{s}_{1,j} + \mathbf{s}_{2,j}) \right] \right\} - \\
& \left. \left. - \exp \left\{ i\mathbf{k} \left[\boldsymbol{\rho}(1-\xi) + \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi)(\mathbf{s}_{1,j} - \mathbf{s}_{2,j}) \right] \right\} \right] \right]. \quad (15)
\end{aligned}$$

Воспользовавшись в (9) для $I(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{s}_{1,j}, \mathbf{s}_{2,j})$ разложением (15) и выполнив интегрирование по переменным $\mathbf{s}_{1,1} \dots \mathbf{s}_{1,N-1} \dots \mathbf{s}_{2,1} \dots \mathbf{s}_{2,N-1}$, получаем

$$\begin{aligned}
P(l, L) &= \frac{\beta_\pi U_p c}{2 k^4} (2\pi)^4 \pi L^2 a^2 a_t^2 \int d\boldsymbol{\rho} \exp\{-\rho^2\} \times \\
& \times \left[1 + \frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\mathbf{k} \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) \exp\{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}(1-\xi)\} \exp\left\{-\frac{\pi k^2}{2} L \times \right. \right. \\
& \times \left. \left. \int_0^\xi d\eta H\left(0, 0, \frac{L}{k} \mathbf{k}(1-\xi)\eta\right) + \int_\xi^1 d\eta H\left(0, 0, \frac{L}{k} \mathbf{k}(1-\eta)\right) \right\} \right] \times \\
& \times \left(2 - 2 \cos\left(\frac{L}{k} \kappa^2 \xi(1-\xi)\right) \right) + \exp\left\{-\frac{\pi k^2}{2} L \times \right. \\
& \times \left. \int_0^1 d\eta H\left(\boldsymbol{\rho}(a^2 + a_t^2)^{1/2}, 0, 0\right) \right\} + \frac{\pi k^2}{2} L \int_0^1 d\mathbf{k} \Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) \times \\
& \times \exp\left\{-\frac{\pi k^2}{2} L \int_0^\xi d\eta H\left(\boldsymbol{\rho}(a^2 + a_t^2)^{1/2}, 0, \eta(1-\xi)\frac{L}{k} \mathbf{k}\right) + \right. \\
& \left. + \int_\xi^1 d\eta H\left(\boldsymbol{\rho}(a^2 + a_t^2)^{1/2}, 0, \xi(1-\eta)\frac{L}{k} \mathbf{k}\right) \right\} \times \\
& \times \left(2 - 2 \cos\left(\kappa \boldsymbol{\rho}(a^2 + a_t^2)^{1/2}(1-\xi) - \kappa^2 \frac{L}{k} \xi(1-\xi)\right) \right), \quad (16)
\end{aligned}$$

где с использованием [16, с. 743] учтено, что

$$\begin{aligned}
\lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^{N-1} v_j^2(\xi) &= \xi(1-\xi), \\
\lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^{N-1} v_j(\xi) v_j(\eta) &= \xi(1-\eta), \text{ если } \xi \leq \eta
\end{aligned}$$

$$\text{и} \quad = \eta(1-\xi), \text{ если } \xi > \eta.$$

Первое слагаемое в квадратных скобках (16) после интегрирования по $\boldsymbol{\rho}$ дает среднюю мощность сигнала обратного рассеяния P_0 в отсутствие корреляции прямой и обратной волн, три других слагаемых в этих скобках определяют величину УМОАР в режиме сильной оптической турбулентности. Для проведения дальнейших вычислений по формуле (16) необходимо конкретизировать вид спектра турбулентных неоднородностей диэлектрической проницаемости $\Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k})$. Зададим его в виде колмогоровской модели $\Phi_\varepsilon(\xi, \mathbf{k}) = 0,033 C_\varepsilon^2(\xi) |\mathbf{k}|^{-11/3}$ [4]. В этом случае, чтобы аналитически вычислить интегралы по \mathbf{k} во втором, по $\boldsymbol{\rho}$ в третьем и по $\boldsymbol{\rho}$ и \mathbf{k} в четвертом слагаемых (16), приходится использовать квадратическую аппроксимацию [2, 4] функций H в показателях экспонент. Эта аппроксимация, как указывается в [17], приводит к небольшому завышению результатов вычисления интегралов в пределах 10–12%. В результате для коэффициента УМОАР

$$K_E = \frac{P(l, L)}{P_0(l, L)}$$

получаем

$$\begin{aligned}
K_E &= 1 + 3\beta_0^2 \int_0^1 d\xi (\xi(1-\xi))^2 f(\xi) \times \\
& \times \left[(1-\xi)^2 (\Omega + \Omega_t) + 11,4(\beta_0^2)^{6/5} \times \right. \\
& \times \left. \left[(1-\xi)^{5/3} \int_0^\xi d\eta \eta^{5/3} f(\eta) + \xi^{5/3} \int_\xi^1 d\eta (1-\eta)^{5/3} f(\eta) \right]^{6/5} \right]^{-7/6} + \\
& + \left[1 + (2,4\beta_0^2 (\Omega + \Omega_t))^{5/6} \int_0^1 d\xi (1-\xi)^{5/3} f(\xi) \right]^{-1} + \\
& + 0,05(\beta_0^2)^{-8/5} (\Omega + \Omega_t)^{-1} D^{-11/6} \times \\
& \times \int_0^1 d\xi (1-\xi)^2 f(\xi) (CD - B^2)^{-7/6} \times \\
& \times (6CD - 5B^2 - 2\xi BD + \xi^2 D^2) + O(\beta_0^2)^{-4/5}, \quad (17)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Omega &= ka^2/L, \quad \Omega_t = ka_t^2/L; \\
D &= ((\Omega + \Omega_t)(2,4\beta_0^2)^{6/5})^{-1} + \int_0^1 d\eta (1-\eta)^2 f^{6/5}(\eta); \\
B &= \int_0^\xi d\eta \eta (1-\eta) f^{6/5}(\eta) + \xi \int_0^\xi d\eta (1-\eta)^2 f^{6/5}(\eta); \\
C &= \int_0^\xi d\eta \eta^2 f^{6/5}(\eta) + \xi^2 \int_\xi^1 d\eta (1-\eta)^2 f^{6/5}(\eta);
\end{aligned}$$

функция f задает профиль изменения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 вдоль трассы распространения, параметр $\beta_0^2 = 1,23 C_{n,0}^2 k^{7/6} L^{11/6}$ рассчитывается для значения $C_n^2 = C_{n,0}^2$ в начале трассы.

Из (17) следует, что при $(\beta_0^2)^{6/5} > (\Omega + \Omega_t)^{-1}$ усиление средней мощности в режиме сильной оптической турбулентности $\beta_0^2 \gg 1$ определяется, главным образом, вторым слагаемым, имеющим асимптотический порядок малости $(\beta_0^2)^{-2/5}$. Третье и четвертое слагаемые (17) имеют при выполнении приведенного выше условия $(\beta_0^2)^{6/5} > (\Omega + \Omega_t)^{-1}$ более высокий порядок малости: $(\beta_0^2)^{-6/5}$ для третьего слагаемого и $(\beta_0^2)^{-8/5}$ для четвертого. Таким образом, по порядку величины при $\beta_0^2 \gg 1$ третье и четвертое слагаемые дают вклад меньший, чем отбрасываемые члены асимптотических разложений (13), (14), имеющие порядок малости $(\beta_0^2)^{-4/5}$ и выше, и, казалось бы, нет никакого смысла их удерживать. Тем не менее в общем случае это необходимо делать, так как с уменьшением дифракционного параметра $(\Omega + \Omega_t)$ вклад этих слагаемых в K_E возрастает, и при условии $(\Omega + \Omega_t) \ll (\beta_0^2)^{-6/5}$ четвертое слагаемое становится величиной такого же порядка $(\beta_0^2)^{-2/5}$, что и второе, а третье слагаемое при условии $(\Omega + \Omega_t) \ll (\beta_0^2)^{-6/5}$ становится равным единице. То есть третье слагаемое дает такой же вклад в среднюю мощность обратно рассеянного излучения, что и первое слагаемое, определяющее среднюю принимаемую мощность в отсутствие корреляции встречных волн. Так что за счет эффекта усиления в турбулентной атмосфере может происходить более чем двойное увеличение мощности эхосигнала. Это полностью согласуется с результатами [18] для средней интенсивности отраженной сферической волны на оси приемного телескопа с апертурой радиуса a_t , удовлетворяющего условию

$$\Omega_t = \frac{ka_t^2}{L} \ll (\beta_0^2)^{-6/5}.$$

На рис. 1 представлены результаты расчета фактора усиления средней мощности $K_E - 1$ в зависимости от интенсивности оптической турбулентности β_0^2 при различных значениях параметра $\Omega + \Omega_t$. Видно, что фактор усиления на протяженных трассах, когда параметр β_0^2 превышает 100, перестает зависеть от дифракционных параметров приемопередатчика и его величина уменьшается с ростом β_0^2 , как это следует из (17), пропорционально $(\beta_0^2)^{-2/5}$.

На рис. 2 показаны расчеты фактора $K_E - 1$ на неоднородной трассе, когда функция f претерпевает скачок на порядок на некотором удалении x_0 от приемопередатчика:

$$f = 1, \quad x < x_0, \quad x > x_0 + 10 \text{ км},$$

$$f = 10, \quad x_0 \leq x \leq x_0 + 10 \text{ км},$$

где x — текущая длина трассы зондирования (км), которая задает величину L в (17). Расчеты проводились для размеров приемной и передающей апертур, использовавшихся в макете лидара [7].

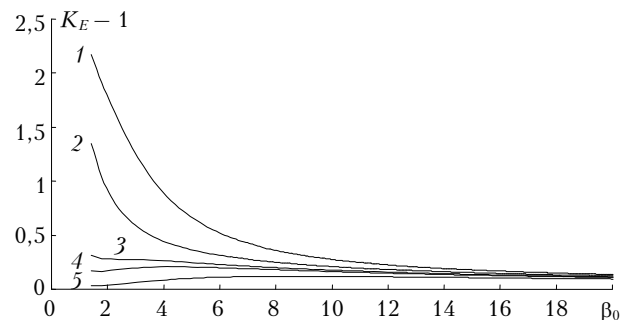


Рис. 1. Фактор усиления средней мощности обратного атмосферного рассеяния как функция интенсивности оптической турбулентности β_0^2 : $\Omega + \Omega_t = 10^{-1}$ (1), 1 (2), 10 (3), 20 (4), 100 (5)

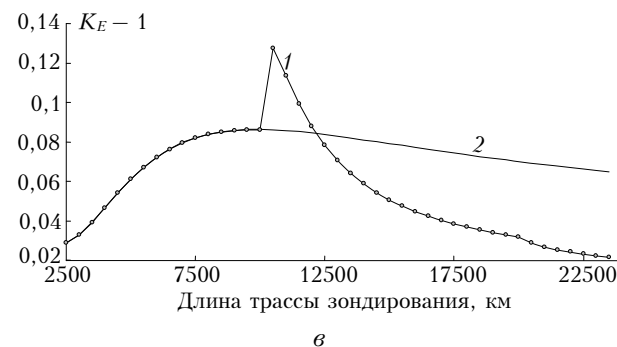
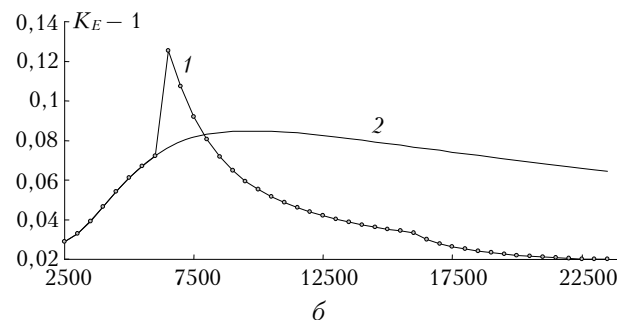
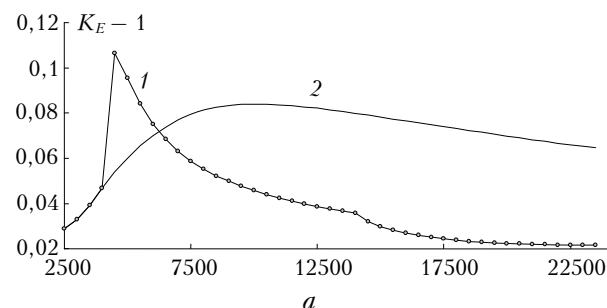


Рис. 2. Фактор усиления как функция длины трассы зондирования: $a = 0,8$ см, $a_t = 10$ см; $\lambda = 0,53$ мкм; $C_{n,0}^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$; 1 — неоднородная и 2 — однородная трасса; $x_0 = 4$ (а), 6 (б) и 10 км (в)

Из рис. 2 видно, что наличие на трассе области повышенной турбулентности приводит вследствие эффекта корреляции встречных волн к резкому

значительному увеличению средней мощности эхосигнала от атмосферных слоев вблизи x_0 и последующему более быстрому уменьшению фактора усиления по сравнению с однородной трассой. Эти результаты позволяют надеяться, что функционирование лидара для измерения интенсивности оптической турбулентности на основе УМОАР [6] будет возможно и в режиме сильной оптической турбулентности.

Автор выражает благодарность А.С. Гурвичу за предоставленную возможность ознакомиться с работой [5] до ее опубликования и за обсуждение полученных результатов, а также И.Н. Смалихо за полезную дискуссию и А.В. Фалицу за проведение численных расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты № 10-05-00208, 11-08-98017-р-сибирь, 12-05-00332.

1. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
2. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
3. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137, вып. 3. С. 502–527.
4. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
5. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности, основанное на эффекте УОР // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2013 (принято к печати).
6. *Гурвич А.С.* Лидар. Патент на полезную модель № 116245. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 мая 2012 г.
7. *Афанасьев А.Л., Гурвич А.С., Ростов А.П.* Экспериментальное исследование эффекта усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере // XVIII Междунар. симпози. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Иркутск, 2012.
8. *Смалихо И.Н.* Флуктуации мощности эхосигнала импульсного когерентного лидара, вызываемые атмосферной турбулентностью // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 9. С. 799–804.
9. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800.
10. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Компенсация искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 7. С. 549–554.
11. *Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н.* Управление положением лазерного пучка по обратному аэрозольному рассеянию. Модельный эксперимент // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 12. С. 1056–1060.
12. *Банах В.А.* Моделирование изображения подсвечиваемого лазером рассеивающего слоя в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 4. С. 303–307.
13. *Гельфгат В.И.* Отражение в рассеивающей среде // Акустич. ж. 1976. Т. 22, вып. 1. С. 123–124.
14. *Кляцкин В.И.* Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М.: Наука, 1975. 239 с.
15. *Банах В.А., Вагнер А.З.* Расчет дисперсии сильных флуктуаций световых пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1992. Т. 5, № 1. С. 37–43.
16. *Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.* Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981. 800 с.
17. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
18. *Банах В.А.* Об эффекте дальних корреляций при произвольных размерах источника и приемника // Изв. вузов. Радиофиз. 1986. Т. 29, № 12. С. 1507–1509.

V.A. Banakh. Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in the turbulent atmosphere.

The results of the analysis of the backscattered radiation mean power enhancement in the turbulent atmosphere are presented. The above enhancement arises because of the correlation of the forward and backward waves in a random media. The analysis was performed for the strong optical scintillation regime in the turbulent atmosphere. It is shown that the laser return mean power in the turbulent atmosphere can two times exceed that in a homogeneous medium because of the correlation of the forward and backscattered waves. With the increase in the optical turbulence strength the enhancement effect decreases accordingly to the power law.