

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 621.373.628.551.510.3

Влияние оптической турбулентности на лазерный эхосигнал в атмосфере

В.А. Банах, А.В. Фалиц*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 1.11.2019 г.

Представлены результаты расчетов распределения средней интенсивности и мощности лазерного излучения, обратнорассеянного на удаленном аэрозольном слое и регистрируемого в плоскости источника, в зависимости от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха на трассе распространения, режима дифракции на передающей апертуре, внутреннего масштаба турбулентности и размера приемной апертуры.

Ключевые слова: лазерное излучение, обратное рассеяние, турбулентность; laser radiation, backscattering, turbulence.

Введение

Задача создания дистанционного измерителя структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 , характеризующей интенсивность оптической турбулентности в атмосфере, давно привлекает внимание исследователей [1, 2]. Однако сравнительно недавно был предложен действительно лидарный способ определения интенсивности оптической турбулентности [3, 4], когда приемником регистрируется средняя мощность эхосигнала и не требуется использовать матричный приемник для регистрации распределения интенсивности принимаемого сигнала, как в [1, 2]. Способ [3, 4] основан на использовании эффекта усиления обратного рассеяния (УОР) в случайных средах [5]. Дальнейшее развитие этот подход получил в работах [6–8], направленных на разработку и создание лидара для измерения интенсивности оптической турбулентности на основе УОР с использованием технически более совершенной, чем в [3, 4], оптической схемы. Одновременно были опубликованы работы [9, 10], также посвященные разработке лидара, предназначенного для измерения интенсивности температурной турбулентности и для обнаружения областей турбулентности ясного неба.

Суть эффекта УОР [5], на котором основывается лидарный метод измерения интенсивности оптической турбулентности [3, 4, 6–8], в том, что в случайной среде амплитуда отраженной волны максимальна в направлении на источник и превышает амплитуду отраженной волны в среде без флуктуаций показателя преломления. Происходит это

вследствие корреляции волн, проходящих в прямом и обратном направлениях через одни и те же неоднородности показателя преломления случайной среды. В атмосфере усиление рассеянного в обратном направлении сигнала зависит от турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха. Следовательно, измеряя величину усиления, можно оценивать интенсивность оптической турбулентности.

Реализация указанного лидарного метода определения интенсивности оптической турбулентности основывается на одновременной регистрации лидарного эхосигнала двумя разнесенными в приемной плоскости приемниками. Один из приемников соосен с зондирующим пучком, другой размещается на некотором расстоянии от его оси. Средняя мощность эхосигнала, регистрируемая «осевым» приемником, вследствие эффекта усиления превышает среднюю мощность эхосигнала, регистрируемую неосевым приемником. Отношение этих средних мощностей дает величину эффекта усиления [6–8]. Для определения интенсивности оптической турбулентности из экспериментальных данных об увеличении средней мощности лидарного эхосигнала за счет эффекта УОР необходимо знать в деталях, как изменяются величина и масштабы локализации эффекта усиления лидарного эхосигнала в зависимости от структурной постоянной C_n^2 .

Результаты исследований эффектов корреляции встречных волн на трассах с отражением в турбулентной атмосфере, в частности эффекта УОР, подробно рассмотрены в [11]. Но они относятся главным образом к статистическим характеристикам интенсивности отраженных волн. В [3] впервые выполнены исследования усиления в турбулентной атмосфере не интенсивности, а средней мощности рассеянной атмосферным аэрозолем волны в условиях слабой оптической турбулентности. Параллельно были

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

проведены расчеты коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения для промежуточной и сильной интенсивности оптической турбулентности [12, 13]. В [14–16] представлены теоретические результаты решения обратной задачи восстановления C_n^2 из измерений средней мощности рассеянного оптического излучения.

Теоретический анализ [3, 12–16] выполнен для светового источника сферической волны. Режим сферической волны реализуется на трассах большой протяженности при числах Френеля радиуса передающей апертуры $\Omega = ka^2/L$, не превышающих 0,1 (L – расстояние между источником и рассеивающей поверхностью; a – начальный радиус гауссового пучка (радиус передающей апертуры); $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения). Для $\lambda = 0,5$ мкм и передающей апертуры диаметром 4 см таким значениям Ω соответствуют трассы протяженностью более 50 км. Лидарные измерения на столь длинных трассах реализовать сложно. На практически реализуемых трассах меньшей протяженности при анализе эффекта усиления требуется учитывать пространственную ограниченность оптического пучка, формируемого передающей апертурой. Более того, экспериментальные зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния от параметра $\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$, характеризующего интенсивность оптической турбулентности на трассе зондирования, показывают, что не во всем диапазоне изменения интенсивности оптической турбулентности существует однозначная связь между интенсивностью турбулентности и коэффициентом усиления [17]. Этот факт требует проведения теоретических исследований проявления эффекта УОР в максимально широком диапазоне изменения дифракционного параметра Ω и интенсивности оптической турбулентности β_0^2 .

В настоящей работе представлены результаты анализа проявления эффекта УОР при различных дифракционных условиях в зависимости от интенсивности оптической турбулентности. Анализ основан на численном моделировании обратного рассеяния лазерного излучения в турбулентной атмосфере.

1. Формулировка задачи и основные соотношения

Рассмотрим следующую оптическую схему (рис. 1).

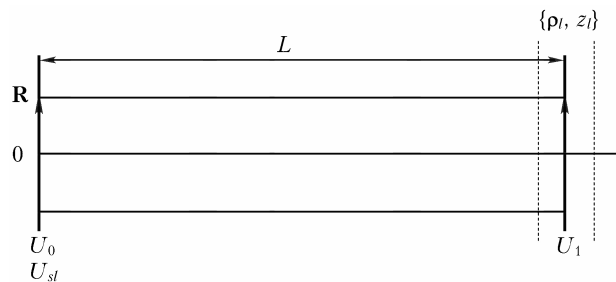


Рис. 1. Схема распространения лазерного излучения

Лазерный импульс с начальным распределением поля $U_0(\rho, t)$ (t – время, $\rho\{x, y\}$ – вектор в поперечной плоскости), прошедший расстояние L вдоль оси z в турбулентной атмосфере, рассеивается в атмосферном слое, и рассеянное излучение регистрируется в той же плоскости, перпендикулярной направлению распространения импульса, в которой находится лазерный источник. Комплексная амплитуда падающего на рассеивающую частицу поля записывается в виде

$$U_1(z_l, \rho_l, t) = T^{1/2}(z_l) \frac{ke^{ikz_l}}{2\pi iz_l} \times \int d^2 \rho' U_0\left(\rho', t - \frac{z_l}{c}\right) \exp\left\{\psi(\rho', \rho_l) + i \frac{k}{2z_l}(\rho_l - \rho')^2\right\}, \quad (1)$$

где z_l – продольная координата рассеивающей частицы; ρ_l – радиус-вектор, определяющий ее положение в поперечной плоскости; c – скорость света; $\psi = \chi + iS$, χ – турбулентные флуктуации амплитуды и S – турбулентные флуктуации фазы парциальной сферической волны, распространяющейся из плоскости $(0, \rho')$ в точку (z_l, ρ_l) ; $T(z_l)$ – функция ослабления; i – мнимая единица.

Комплексная амплитуда поля, рассеянного частицей, в точке \mathbf{R} плоскости $z = 0$ записывается в виде

$$U_{sl}(\mathbf{R}, t) = \frac{\alpha_l e^{ikz_l}}{z_l} T^{1/2}(z_l) U_1\left(z_l, \rho_l, t - \frac{z_l}{c}\right) \times \exp\left\{\psi(\rho_l, \mathbf{R}) + i \frac{k}{2z_l}(\mathbf{R} - \rho_l)^2\right\}, \quad (2)$$

где α_l – амплитуда рассеяния частицы; $\psi(\rho_l, \mathbf{R})$ – случайный набег комплексной фазы сферической волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере в обратном направлении от рассеивающей частицы в точке (z_l, ρ_l) к плоскости приема. Вектор \mathbf{R} в плоскости $z = 0$ определяет расстояние от лазерного источника.

Суммарное поле в плоскости $(0, \mathbf{R})$ 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 $|z_l - L| \ll L$ мы можем принять $t = 2L/c$, $z_l \approx L$, оставив зависимость от z_l лишь в быстро осциллирующем множителе e^{ikz_l} . Тогда

$$U_s(\mathbf{R}, t) = \sum_{l=1}^{N_s} \frac{\alpha_l e^{ikz_l}}{L} T^{1/2}(L) T^{1/2}(L) \frac{ke^{ikz_l}}{2\pi i L} \times \int d^2 \rho' U_0\left(\rho', 2(L - z_l)/c\right) \exp\left\{\psi(\rho', \rho_l) + i \frac{k}{2L}(\rho_l - \rho')^2\right\} \times \exp\left\{\psi(\rho_l, \mathbf{R}) + i \frac{k}{2L}(\mathbf{R} - \rho_l)^2\right\} \quad (3)$$

и интенсивность рассеянного поля

$$I_s(\mathbf{R}, t) = \sum_{l=1}^{N_s} \sum_{l'=1}^{N_s} \alpha_l \alpha_{l'} \frac{T^2(L)k^2}{(L)^4 4\pi^2} e^{ik \cdot 2(z_l - z_{l'})} \times \\ \times \int d\rho' d\rho'' U_0(\rho', 2(L - z_l)/c) \cdot U_0^*(\rho'', 2(L - z_{l'})/c) \times \\ \times \exp \left\{ \psi(\rho', \rho_l) + \psi(\rho_l, \mathbf{R}) + \psi^*(\rho'', \rho_{l'}) + \right. \\ \left. + \psi^*(\rho_{l'}, \mathbf{R}) + i \frac{k}{2L} (\rho_l - \rho')^2 + i \frac{k}{2L} (\mathbf{R} - \rho_l)^2 - \right. \\ \left. - i \frac{k}{2L} (\rho_{l'} - \rho'')^2 - i \frac{k}{2L} (\mathbf{R} - \rho_{l'})^2 \right\}. \quad (4)$$

Далее нужно положить $l = l'$, так как при $l \neq l'$ из-за быстро осциллирующих множителей e^{ikz_l} вклад слагаемых суммы по рассеивающим частицам мал. Тогда

$$I_s(\mathbf{R}, t) = \sum_{l=1}^{N_s} I_1 \left(L, \rho_l; \frac{2}{c}(L - z_l) \right) I_R(\rho_l, \mathbf{R}), \quad (5)$$

где

$$I_1 = |U_1|^2 = \frac{T(L)k^2}{L^2 4\pi^2} \int d\rho' d\rho'' U_0(\rho', 2(L - z_l)/c) \times \\ \times U_0^*(\rho'', 2(L - z_l)/c) \exp \left\{ \psi(\rho', \rho_l) + \psi^*(\rho'', \rho_l) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{k}{2L} [(\rho' - \rho_l)^2 - (\rho'' - \rho_l)^2] \right\} \quad (6)$$

– интенсивность лазерного излучения, падающего на рассеивающую частицу, находящуюся в точке (z_l, ρ_l) ,

$$I_R(\rho_l, \mathbf{R}) = \frac{|\alpha_l|^2 T(L)}{L^2} \exp \left\{ \psi(\rho_l, \mathbf{R}) + \psi^*(\rho_l, \mathbf{R}) \right\} = \\ = |\alpha_l|^2 \frac{T(L) \exp(2\chi)}{L^2} \quad (7)$$

– интенсивность сферической волны в точке $(0, \mathbf{R})$, созданной частицей с координатами (z_l, ρ_l) в результате рассеяния падающего на нее лазерного излучения с интенсивностью I_1 .

Заменим суммирование в (5) интегрированием по рассеивающему объему

$$\sum_{l=1}^{N_s} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} dz_l \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_l,$$

введем среднее сечение обратного рассеяния $\langle |\alpha_l|^2 \rangle = \mu_s$ и концентрацию рассеивающих частиц ρ_s . Тогда (5) представимо в виде

$$I(\mathbf{R}, t) = \rho_s \mu_s \int_{-\infty}^{\infty} dz_l \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_l I_1 \left(L, \rho_l; \frac{2}{c}(L - z_l) \right) I_R(\rho_l, \mathbf{R}). \quad (8)$$

Выполним интегрирование в (8) по продольной координате z_l , воспользовавшись для начального

распределения импульса в пространстве и во времени гауссовской моделью:

$$U_0(\rho', t) = \frac{P^{1/2}(t)}{\sqrt{\pi a}} U_0 \exp \left\{ -\frac{\rho'^2}{2a^2} - i \frac{k}{2f} \rho'^2 \right\}, \quad (9)$$

$$P(t) = \frac{U_p}{\sqrt{\pi \sigma}} e^{-t^2/\sigma^2}, \quad (10)$$

где σ – длительность импульса; U_0 , a и f – амплитуда поля, радиус и радиус кривизны фазового фронта пучка в начальной плоскости;

$U_p = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho' |U_0(\rho', t)|^2 / U_0^2$. Подставив (10) в (8)

при $t = \frac{2}{c}(L - z_l)$, для случайной интенсивности лазерного излучения, рассеянного в обратном направлении атмосферным слоем, находящимся на расстоянии L , получаем

$$I(\mathbf{R}, t) = I(\mathbf{R}) = \frac{U_p}{\sqrt{\pi \sigma}} \int_{-\infty}^{\infty} dz_l \exp \left\{ -\frac{4}{c^2} \frac{(L - z_l)^2}{\sigma^2} \right\} = \\ = \sigma_{\pi} \frac{U_p c}{2} \int d\rho_l I_1(L, \rho_l) I_R(\rho_l, \mathbf{R}). \quad (11)$$

В (11) через $\sigma_{\pi} = \rho_s \mu_s$ обозначен коэффициент обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния. Откуда средняя интенсивность записывается в виде

$$\langle I(\mathbf{R}) \rangle = \sigma_{\pi} \frac{U_p c}{2} \int d\rho_l \langle I_1(L, \rho_l) I_R(\rho_l, \mathbf{R}) \rangle, \quad (12)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю случайных реализаций.

Можно показать, что в частном случае источника света в виде сферической волны и одиночного точечного рассеивателя формула (12) приобретает вид [11]:

$$\langle I(\mathbf{R}) \rangle = \text{const} [1 + B_{I, sph}(L, \mathbf{R})], \quad (13)$$

где корреляционная функция интенсивности сферической волны, падающей на рассеиватель, $B_{I, sph}(L, \mathbf{R})$ определяет величину возрастания средней интенсивности рассеянной волны за счет эффекта усиления.

Если $\mathbf{R} = 0$, то корреляция интенсивностей волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, максимальна. С увеличением $|\mathbf{R}|$ корреляция убывает. Следовательно, вследствие эффекта усиления обратного рассеяния средняя интенсивность $\langle I(\mathbf{R} = 0) \rangle$ максимальна и убывает при $\mathbf{R} \neq 0$. На расстояниях $|\mathbf{R}|$, превышающих масштаб корреляции интенсивностей прямой и обратной волн R_{cor} , интенсивности волн становятся независимыми. Формула (12) в этом случае имеет вид

$$\langle I(\mathbf{R}) \rangle = \sigma_{\pi} \frac{U_p c}{2} \int d\rho_l \langle I_1(L, \rho_l) \rangle \langle I_R(\rho_l, \mathbf{R}) \rangle, \quad (14)$$

и усиления интенсивности рассеянной волны за счет турбулентности не происходит.

Отношения

$$N(\mathbf{R}) = \frac{\langle I(\mathbf{R}) \rangle}{\langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{\text{cor}}}} \quad (15)$$

и

$$K(\mathbf{R}) = \frac{\langle I(\mathbf{R}) \rangle - \langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{\text{cor}}}}{\langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{\text{cor}}}} = N(\mathbf{R}) - 1 \quad (16)$$

показывают, насколько возрастает средняя интенсивность рассеянного излучения в турбулентной атмосфере вследствие эффекта усиления обратного рассеяния.

Интегрирование по переменной \mathbf{R} позволяет оценить среднюю мощность рассеянного излучения

$$P = \int_D d\mathbf{R} \langle I(\mathbf{R}) \rangle, \quad (17)$$

регистрируемого приемной апертурой конечных размеров, D — площадь апертуры. Если центр приемной апертуры расположен соосно с лазерным источником в точке $\mathbf{R} = 0$, то регистрируемая средняя мощность максимальна и превышает среднюю мощность, регистрируемую приемной апертурой такого же размера с центром, смещенным относительно оси ($\mathbf{R} \neq 0$). При расположении центра апертуры на расстояниях от оси $|\mathbf{R}| > R_{\text{cor}}$ средняя мощность минимальна и не зависит от турбулентности.

2. Алгоритм моделирования

Алгоритм численного моделирования рассеяния лазерного излучения в турбулентной атмосфере в соответствии с формулой (12) сводится к следующему. Сначала выполняется моделирование распространения лазерного излучения в прямом направлении. Распределение поля на аэрозольном слое на удалении L находится в результате численного решения параболического уравнения для комплексной амплитуды поля падающей волны

$$2ik \frac{\partial U_1(\rho, z, t)}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U_1(\rho, z, t) + 2k^2 n(\rho, z, t) U_1(\rho, z, t) = 0, \quad (18)$$

где $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$; $\rho = \{x, y\}$; $n(\rho, z, t)$ — флуктуирующая часть показателя преломления воздуха, методом пошагового расщепления по физическим факторам с использованием алгоритма [18]. Случайные фазовые экраны моделировались для колмогоровского спектра турбулентных неоднородностей показателя преломления с учетом внутреннего масштаба турбулентности l_0 : $\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \exp(\kappa^2 / \kappa_m^2)$, $\kappa_m = 5,92 / l_0$. Начальное распределение комплексной амплитуды поля лазерного пучка задавалось гауссовым (9). Смоделированные случайные распределения комплексной амплитуды поля на расстоянии L используются в соответствии с формулой (11) для расчета случайных распределений интенсивности I_1 в «пятне подсвета»,

создаваемом падающим на аэрозольный слой лазерным пучком.

Затем моделируется распространение рассеянного излучения в обратном направлении. Из формул (5), (7), (11) следует, что «вторичный источник» рассеянного назад излучения, формируемый распределением I_1 в «пятне подсвета», является некогерентным. Это означает, что на любую точку приемного объектива, регистрирующего рассеянное излучение, падает некогерентный пучок сферических волн от различных точек вторичного источника, и интенсивности этих волн (5), (11) складываются. Так что моделирование распространения рассеянного излучения в обратном направлении через те же турбулентные неоднородности показателя преломления, которые проходил лазерный пучок в прямом направлении, удобнее проводить не с использованием параболического уравнения для комплексной амплитуды (18), а, как это делается в [19], на основе уравнения переноса для функции яркости $B(\kappa, \mathbf{R}, z)$ [20]:

$$-\frac{\partial B(\kappa, \mathbf{R}, z)}{\partial z} + k^{-1} \kappa \nabla_{\mathbf{R}} B(\kappa, \mathbf{R}, z) + k \nabla_{\mathbf{R}} n(\mathbf{R}, z) \nabla_{\kappa} B(\kappa, \mathbf{R}, z) = 0, \quad (19)$$

где κ — пространственная частота. Знак « \rightarrow » перед первым слагаемым в (19) означает, что распространение происходит в обратном зондирующему пучку направлении.

Функция яркости определяется как Фурье-преобразование функции пространственной когерентности поля второго порядка $\Gamma_2(\mathbf{R}, \rho, z)$ по разностному вектору ρ :

$$B(\kappa, \mathbf{R}, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\rho e^{i\kappa\rho} \Gamma_2(\mathbf{R}, \rho, z). \quad (20)$$

Так что интенсивность рассеянной в обратном направлении волны (11) связана с функцией яркости соотношением

$$I(\mathbf{R}, z) = \Gamma_2(\mathbf{R}, \rho, z)|_{\rho=0} = \int d\kappa e^{-i\kappa\rho} B(\kappa, \mathbf{R}, z)|_{\rho=0} = \int B(\kappa, \mathbf{R}, z) d^2\kappa,$$

или в угловых переменных ($\kappa = k\theta$) [21]:

$$I(\mathbf{R}, z) = k^2 \int B(\theta, \mathbf{R}, z) d^2\theta, \quad (21)$$

где θ — угловой вектор. В такой записи функцию $B(\theta, \mathbf{R}, z)$ можно интерпретировать как угловую компоненту интенсивности поля, а интенсивность $I(\mathbf{R}, z)$ — как суперпозицию этих угловых компонент [21].

В соответствии с формулой (3.33) из [22] функция когерентности Γ_2 некогерентного вторичного источника в плоскости рассеяния задается в виде

$$\Gamma_2(\mathbf{R}, \rho, z)|_{z=L} = \gamma_c^2 I_1(\mathbf{R}, L) \delta(\rho), \quad (22)$$

где $\delta(\rho)$ — дельта-функция Дирака; γ_c — радиус когерентности рассеянного излучения, определяемый эффективным размером рассеивающих частиц (порядка длины волны λ), а $I_1(\mathbf{R}, L)$ — интенсивность поля зондирующего лазерного пучка на рассеивающем слое в плоскости $z = L$. Подставив (22) в (20) и воспользовавшись интегральным представлением дельта-функции, получаем

$$B(\kappa, \mathbf{R}, L) = \gamma_c^2 I_1(\mathbf{R}, L) \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\rho e^{i\kappa\rho} \int d\kappa' e^{-i\kappa'\rho} = \\ = \gamma_c^2 I_1(\mathbf{R}, L) \int d\kappa' \delta(\kappa - \kappa') = \gamma_c^2 I_1(\mathbf{R}, L) = B(\mathbf{R}, L). \quad (23)$$

То есть функция яркости для всех пространственных частот κ (углов θ) в каждой точке \mathbf{R} плоскости рассеяния $z = L$ задается значением интенсивности зондирующего пучка в этой точке.

Уравнение (19) для функции яркости решается методом характеристик на основе системы уравнений, которая в угловых переменных имеет вид [20]:

$$\frac{d\mathbf{R}(z)}{dz} = -\theta(z), \quad \frac{d\theta(z)}{dz} = -\nabla_{\mathbf{R}} n(\mathbf{R}, z). \quad (24)$$

Формулы (21), (23) и (24) определяют алгоритм расчета $I(\mathbf{R})$. Реализация этого алгоритма основывалась на реверсном моделировании траекторий лучей из плоскости приема $z = 0$ в плоскость источника $z = L$ [20], что позволяет обойти вычислительные трудности «прямого» моделирования. Соответственно, знак « \leftarrow » в правой части уравнений (24) заменялся на « \rightarrow ». Эквивалентность реверсного и прямого моделирования траекторий является следствием инвариантности функции яркости вдоль характеристики (лучевой траектории) [20] в силу выполнения теоремы взаимности в случайных средах ([23], формула (6.15)).

Граничное условие для функции яркости в плоскости $z = 0$ в каждой точке \mathbf{R} в пределах приемной апертуры задавалось в соответствии с (23) для всех возможных начальных направлений лучей $\theta(0)$ как $\gamma_c^2 I_1(\mathbf{R}, L)$. Траектория каждого луча вдоль трассы распространения $\mathbf{R}(z)$ рассчитывалась с учетом случайных изменений его направления $\theta(z)$ в соответствии со вторым уравнением (24), где флуктуации показателя преломления задавались с помощью тех же случайных фазовых экранов, которые были созданы и использовались для моделирования турбулентных искажений лазерного пучка при распространении в прямом направлении.

Получающиеся в итоге двумерные распределения случайной интенсивности рассеянного излучения в плоскости приема усредняются по статистически значимому числу реализаций. Усредненные распределения интенсивности $\langle I(\mathbf{R}) \rangle$ после нормировки на соответствующие распределения интенсивности рассеянного излучения при отсутствии турбулентных флуктуаций показателя преломления $\langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{\text{cor}}}$ дают двумерные распределения фактора усиления $N(\mathbf{R})$ (15) и коэффициента усиления обратного рассеяния $K(\mathbf{R})$ (16), которые зависят от интенсивности оптической турбулентности на трассе распространения.

3. Результаты моделирования

На рис. 2 приведены примеры случайных реализаций двумерных распределений интенсивности $I(\mathbf{R})$ в плоскости приема ($z = 0$) и 2D-распределения фактора усиления (15) при различных значениях C_n^2 , полученные с использованием разработанного алгоритма. Расчеты проводились для коллимированного зондирующего пучка ($f = 0$) с начальным радиусом $a = 1,77$ см и $\lambda = 0,5$ мкм на расчетной сетке размерностью 2048×2048 узлов с расстоянием $0,6$ мм между ними. Внутренний масштаб турбулентности при моделировании фазовых экранов задавался равным 1 мм. Расстояние до рассеивающего слоя $L = 2$ км. Число случайных реализаций распределений интенсивности, использовавшихся для усреднения в расчетах фактора усиления по формуле (15), задавалось таким, чтобы стандартное отклонение статистической оценки $N(\mathbf{R})$ не превышало 15% . Для расчета фактора усиления на рис. 2 использовалось 200 случайных реализаций 2D-распределений интенсивности рассеянного излучения.

На рисунке видно, что в центральной части распределения $N(\mathbf{R})$ вблизи направления строго назад $\mathbf{R} = 0$ формируется область, в которой фактор усиления превышает единицу. То есть средняя интенсивность рассеянного излучения увеличивается вследствие эффекта УОР. С увеличением структурной постоянной показателя преломления фактор усиления сначала растет, достигая максимума, а затем начинает уменьшаться при дальнейшем усилении оптической турбулентности. Размеры области проявления эффекта усиления в приемной плоскости $z = 0$ с увеличением интенсивности оптической турбулентности возрастают.

На рис. 3 видно, как изменяется фактор усиления в точке $R = |\mathbf{R}| = 0$ в плоскости $z = 0$ в зависимости от C_n^2 , a и внутреннего масштаба турбулентности l_0 . Расчеты проведены для лазерных пучков с $a = 0,16, 1,77$ и $6,3$ см. Указанным значениям начального радиуса при задававшихся в расчетах значениях параметров $\lambda = 0,5$ мкм и $L = 2$ км соответствуют числа Френеля радиуса передающей апертуры $\Omega = 0,016, 2$ и 25 соответственно, что позволяет охватить все характерные режимы дифракции на передающей апертуре: сферическая волна ($\Omega = 0,016$), пространственно-ограниченный пучок ($\Omega = 2$) и плоская волна ($\Omega = 25$). Моделирование фазовых экранов осуществлялось для значений внутреннего масштаба турбулентности 1 и 10 мм. Для оценки фактора $N(\mathbf{R})$ использовалось от 900 до 3000 случайных реализаций $I(\mathbf{R})$ в зависимости от задававшихся значений параметров C_n^2 , a и l_0 . Из результатов расчета на рис. 3 видно, что максимальные значения фактора усиления $N(0)$ принимает для режима сферической волны, когда $\Omega = 0,016 \ll 1$. С увеличением числа Френеля Ω фактор $N(0)$ уменьшается, и в режиме плоской волны $\Omega = 25 \gg 1$ он становится минимальным. Существенное влияние на эффект усиления оказывает внутренний масштаб турбулентности, увеличение которого приводит

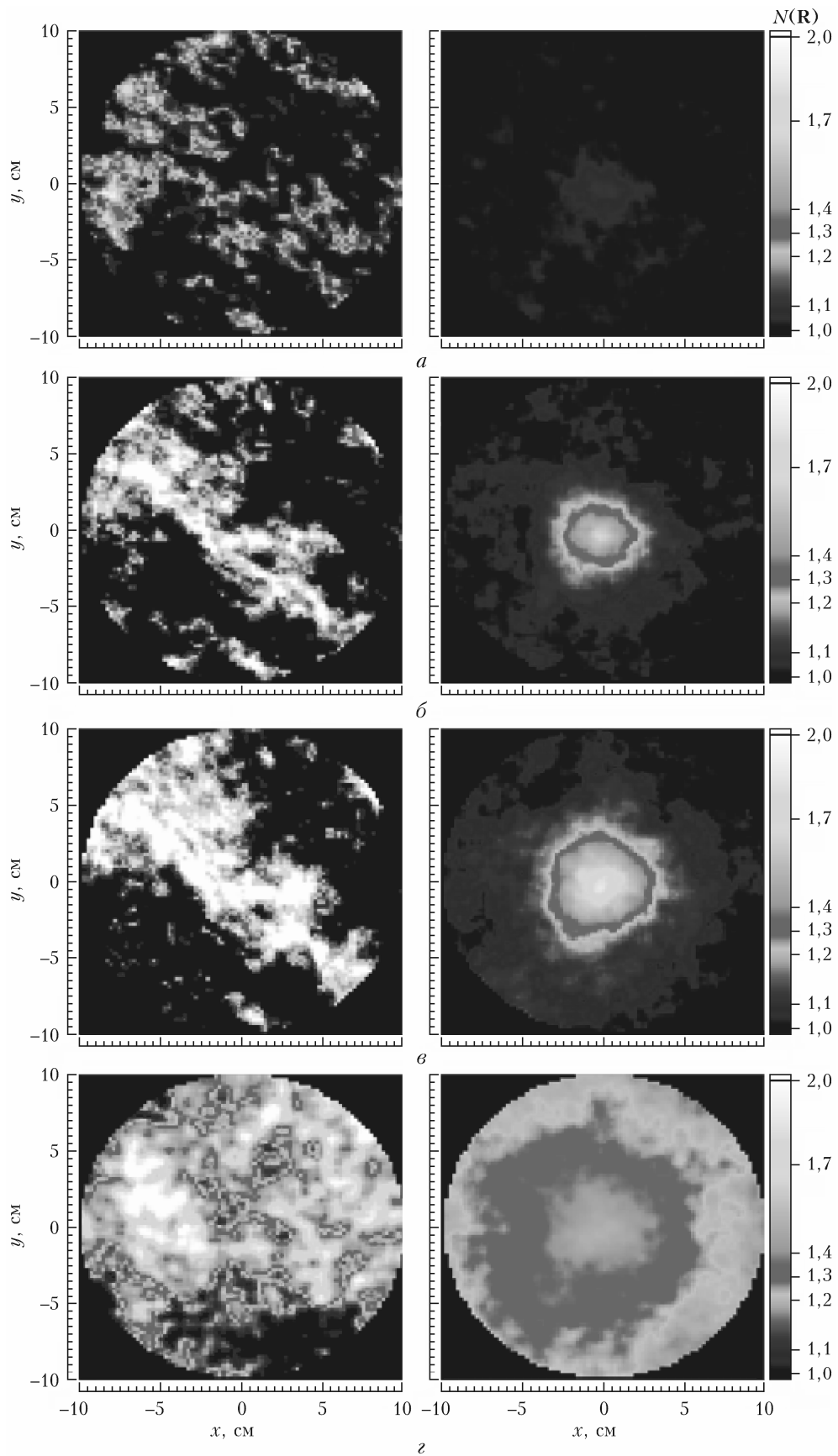


Рис. 2. Случайная реализация 2D-распределения интенсивности (слева) и двумерное распределение фактора усиления $N(\mathbf{R})$ (справа) в плоскости приема рассеянного излучения: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15}$ (а); $2 \cdot 10^{-14}$ (б); $5 \cdot 10^{-14}$ (е); $10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (з)

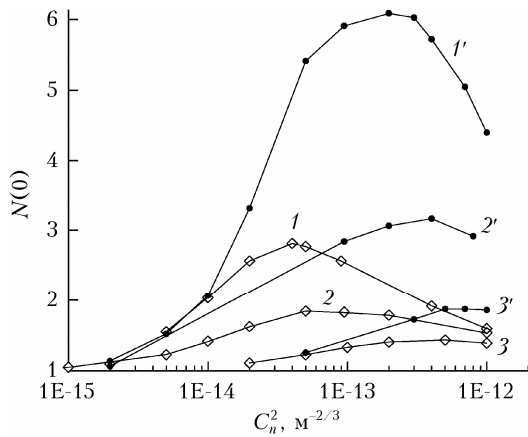


Рис. 3. Фактор усиления средней интенсивности рассеянного излучения $N(0)$ в зависимости от структурной постоянной показателя преломления: 1, 1' – $a = 0,16$ см; 2, 2' – $a = 1,77$ см; 3, 3' – $a = 6,3$ см; 1, 2, 3 – $l_0 = 1$ мм; 1', 2', 3' – $l_0 = 10$ мм

к возрастанию $N(0)$ и сдвигу максимума фактора усиления в сторону больших значений C_n^2 . Возрастание тем больше, чем меньше Ω . Так, если в режиме сферической волны $\Omega \ll 1$ увеличение внутреннего масштаба до 10 мм приводит к возрастанию $N(0)$ более чем в 2 раза, то в режиме плоской волны лишь в $\sim 1,3$ раза. Сдвиг максимума фактора усиления в сторону больших значений C_n^2 происходит также при увеличении числа Френеля передающей апертуры (начального радиуса лазерного пучка).

На рис. 4 показано, как изменяется величина фактора усиления средней интенсивности рассеянного излучения $N(R)$ в плоскости приема $z = 0$ в зависимости от расстояния от лазерного источника R при различных значениях параметров C_n^2 , a и l_0 . Нумерация кривых на графиках рис. 4 определяет задававшиеся в расчетах значения C_n^2 , указанные под этими номерами в таблице.

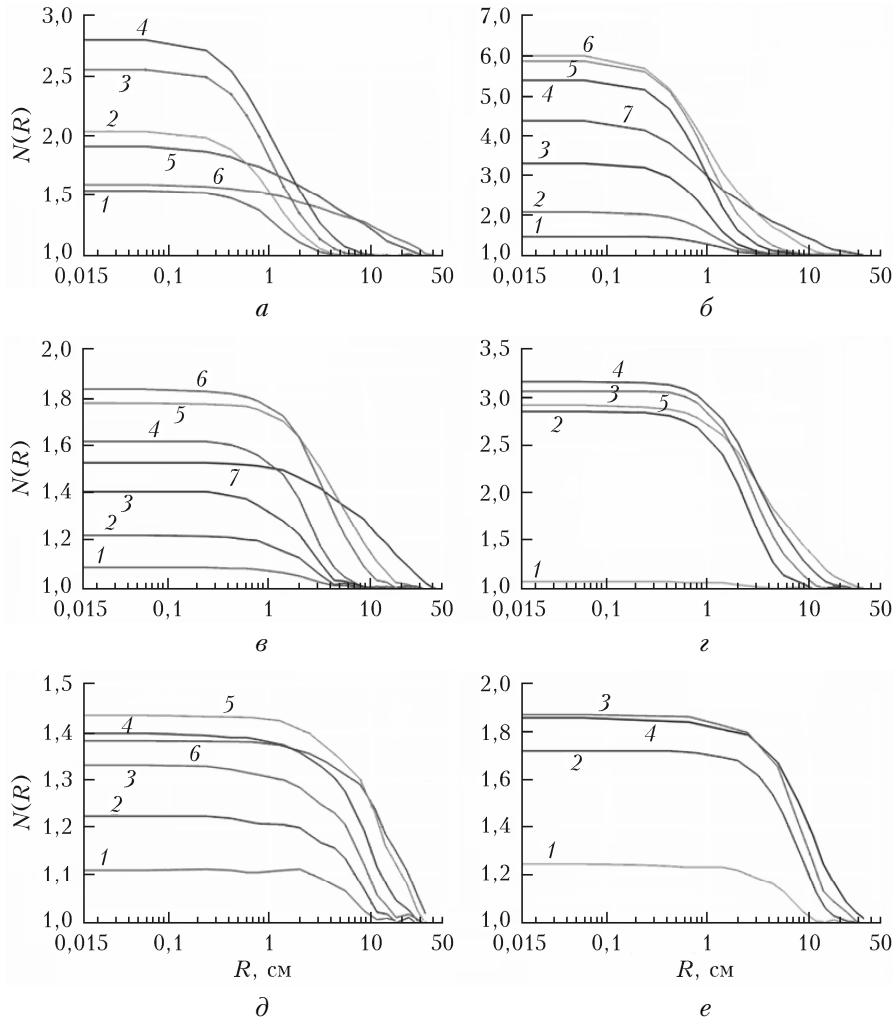


Рис. 4. Фактор усиления средней интенсивности рассеянного излучения $N(R)$ в зависимости от расстояния от лазерного источника в приемной плоскости (расстояние между плоскостью приема и рассеивающим слоем – 2 км): $a = 0,16$ (а, б); 1,77 (в, г); 6,3 см (д, е); $l_0 = 1$ (а, в, д); 10 мм (б, г, е). Номера кривых на каждом графике определяют задававшиеся в расчетах значения структурной постоянной показателя преломления, указанные под этими номерами в таблице

Нумерация кривых на графиках рис. 4

Номер кривой на рис. 4, а (6, а)	Номер кривой на рис. 4, б (6, б)
1: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 1,3$	1: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 1,32793$
2: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 2,7$	2: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 2,65586$
3: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 5,3$	3: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 5,31172$
4: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 10,6$	4: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 13,2793$
5: $C_n^2 = 4 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 106,2$	5: $C_n^2 = 9,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 25,2307$
6: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 265,6$	6: $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 79,6758$
	7: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 265,586$
Номер кривой на рис. 4, в (6, в)	Номер кривой на рис. 4, г (6, г)
1: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 0,531172$	1: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 0,531172$
2: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 1,32793$	2: $C_n^2 = 9,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 25,2307$
3: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 2,65586$	3: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 53,1172$
4: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 5,31172$	4: $C_n^2 = 4 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 106,234$
5: $C_n^2 = 9,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 25,2307$	5: $C_n^2 = 8 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 212,469$
6: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 53,1172$	
7: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 265,586$	
Номер кривой на рис. 4, д (6, д)	Номер кривой на рис. 4, е (6, е)
1: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 5,31172$	1: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 13,2793$
2: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 13,2793$	2: $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 79,6758$
3: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 26,5586$	3: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 132,793$
4: $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 53,1172$	4: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 212,469$
5: $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 132,793$	
6: $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 = 265,586$	

Из рис. 4 следует, что размеры области проявления эффекта усиления в приемной плоскости $z = 0$ возрастают с увеличением C_n^2 . Происходит это примерно одинаково для всех задававшихся в расчетах значений начального радиуса лазерного пучка. Внутренний масштаб также не оказывает значительного влияния на локализацию эффекта усиления в поперечной к направлению распространения плоскости.

На рис. 5 расчетные данные для нормированного на максимальное значение фактора усиления средней интенсивности рассеянного излучения, регистрируемого в плоскости источника $z = 0$, сопоставляются с расчетами нормированной корреляционной функции интенсивности лазерного пучка $B_I(R)$ в плоскости рассеяния $z = L$. Кривые рассчитаны в зависимости от расстояния от центра расчетной сетки (положения лазерного источника) к ее периферии вдоль горизонтальной оси, нормированного для наглядности на радиус пространственной когерентности сферической волны в турбулентной атмосфере $\rho_c = (0,55C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ [11].

Видно, что масштабы пространственной локализации эффекта усиления в плоскости $z = 0$ и пространственной корреляции интенсивности зондирующего пучка в плоскости $z = L$ совпадают, есть лишь незначительное количественное различие между $N(R)$ и $B_I(R)$. Расчетные параметры на рис. 5 задавались такими же, как и при расчетах, результаты которых приведены на рис. 4, а, б, т.е. соответ-

ствуют режиму сферической волны $\Omega = 0,016 \ll 1$. Из этого следует, что соотношение (13) для сферической волны выполняется не только для точечного отражателя, но и для рассеяния в объеме конечных размеров. Как показывают расчеты, аналогичные результаты для масштабов пространственной локализации эффекта усиления и пространственной корреляции интенсивности зондирующего излучения получаются и для параметров, соответствующих режимам пространственно-ограниченного пучка ($\Omega = 2$) и плоской волны ($\Omega = 25$). Однако количественное расхождение в величинах фактора усиления и корреляционной функции в этих случаях становится более существенным.

Данные моделирования случайных реализаций интенсивности рассеянного излучения в плоскости приема $I(R)$ позволяют рассчитать фактор усиления средней мощности $N_P(D)$ рассеянного излучения, регистрируемого приемной апертурой конечных размеров площадью D . По аналогии с фактором усиления интенсивности (15) определим фактор усиления мощности как

$$N_P(D) = P(D)/P(D)_{|R|>R_{\text{cor}}}, \quad (25)$$

где средняя мощность рассеянного излучения $P(D)$ определяется выражением (17). Результаты расчета фактора усиления $N_P(D)$ для круглой приемной апертуры площадью $D = \pi b^2$, где b – радиус апертуры, представлены на рис. 6.

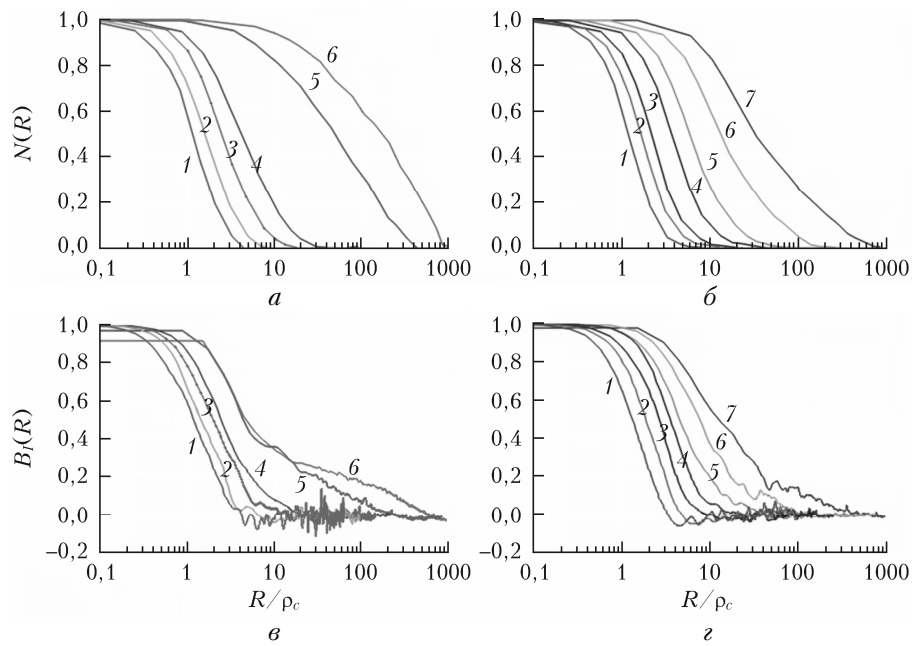


Рис. 5. Нормированный фактор усиления средней интенсивности $N(R)$ (*а, б*); нормированная пространственная корреляционная функция интенсивности $B_I(R)$ (*в, г*); $l_0 = 1$ мм (*а, в*); $l_0 = 10$ мм (*б, г*); $a = 0,16$ см; нумерация кривых соответствует кривым на рис. 4

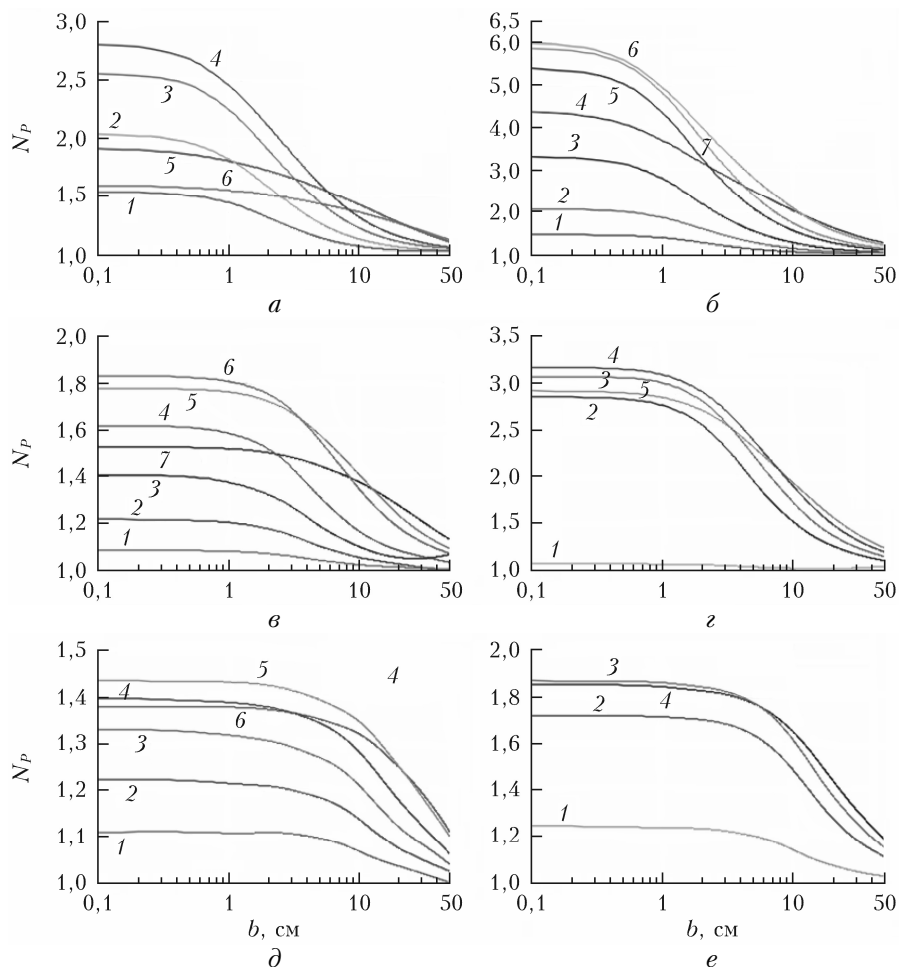


Рис. 6. Фактор усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемого круглой приемной апертурой радиуса b . Номера кривых определяют задававшиеся в расчетах значения структурной постоянной показателя преломления, указанные под этими номерами в таблице; *а–е* соответствуют тем же расчетным параметрам, что и на рис. 4

Из рис. 6 следует, что эффект УОР в турбулентной атмосфере максимален при приеме рассеянного излучения апертурой точечных размеров (для средней интенсивности) и уменьшается по мере увеличения радиуса приемной апертуры. Средняя мощность рассеянного излучения не увеличивается при размерах приемной апертуры, превышающих размеры области проявления эффекта УОР для средней интенсивности рассеянного излучения (см. рис. 4). Зависимость фактора усиления средней мощности от интенсивности оптической турбулентности также становится менее выраженной при увеличении размеров приемной апертуры. Это следует из рис. 7, где представлены расчетные зависимости фактора усиления средней мощности рассеянного излучения в плоскости $z = 0$ от параметра β_0 , характеризующего интенсивность оптической турбулентности.

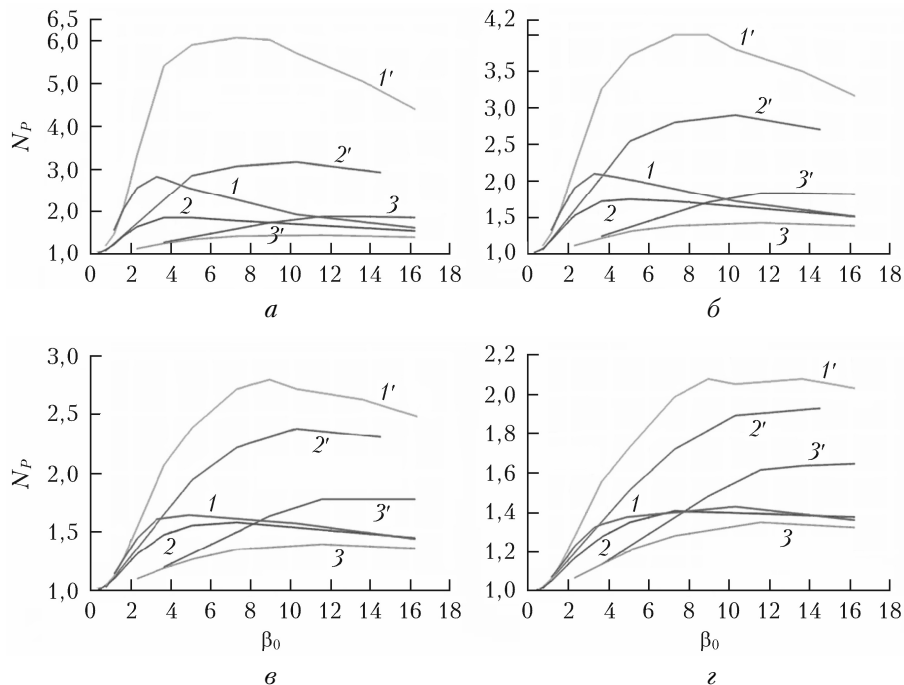


Рис. 7. Фактор усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемого круглой приемной апертурой радиусом $b = 0,16$ (а); 2 (б), 5 (в); 10 см (г) как функция параметра β_0 : 1, 1' — $a = 0,16$ см; 2, 2' — $a = 1,77$ см; 3, 3' — $a = 6,3$ см; 1, 2, 3 — $l_0 = 1$ мм; 1', 2', 3' — $l_0 = 10$ мм

Результаты расчетов, представленные на рис. 4, 6 и 7 показывают, что зависимость фактора усиления средней мощности эхосигнала, регистрируемого УОР-лидаром [6–8], от C_n^2 или β_0 , определяющего интенсивность оптической турбулентности на трассе зондирования, не является монотонной. Величина фактора усиления зависит не только от C_n^2 , но и от внутреннего масштаба турбулентности, а также от размеров передающей и приемной апертуры лидара. Пространственная локализация эффекта УОР в плоскости приема зависит от атмосферных параметров и расстояния, с которого приходит регистрируемый эхосигнал. Это накладывает определенные ограничения на расстояние между осями апертур осевого и неосевого приемных кана-

лов. Без учета всех этих обстоятельств интерпретация экспериментальных данных, получаемых с использованием УОР-лидаров, становится невозможной. Представленный в настоящей работе алгоритм моделирования и полученные с его использованием расчетные данные открывают возможности для получения многопараметрических градуировочных зависимостей атмосферного эхосигнала и однозначной оценки интенсивности оптической турбулентности из данных УОР-лидара.

Заключение

В работе получены теоретические соотношения, позволяющие рассчитывать интенсивность лазерного излучения, рассеянного в обратном направлении в турбулентной атмосфере. Разработан и реализо-

ван новый алгоритм численного моделирования распространения лазерного излучения на трассах с отражением. В соответствии с этим алгоритмом моделирование распространения лазерного пучка в прямом направлении осуществляется на основе параболического уравнения с использованием метода расщепления, а распространение рассеянного излучения в обратном направлении, через те же турбулентные неоднородности показателя преломления, которые проходил лазерный пучок на пути до рассеивающего слоя, — на основе уравнения переноса для функции яркости.

Выполнены расчеты средней интенсивности обратнорассеянного на удаленном аэрозольном слое излучения лазерного пучка в плоскости источника

в зависимости от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха на трассе распространения. Показано, что вблизи направления рассеяния строго назад средняя интенсивность рассеянного излучения возрастает по сравнению с рассеянием в однородной среде вследствие эффекта УОР в случайных средах. С увеличением интенсивности оптической турбулентности фактор усиления сначала возрастает, достигая максимума, затем начинает убывать. Размеры области проявления эффекта усиления в приемной плоскости возрастают с усилением оптической турбулентности. Установлено, что фактор усиления зависит от внутреннего масштаба турбулентности и режима дифракции лазерного излучения на передающей апертуре. Он максимален в режиме сферической волны и растет при увеличении внутреннего масштаба. Впервые приводятся расчетные данные об эффекте усиления средней мощности лазерного эхосигнала в зависимости от интенсивности оптической турбулентности, режима дифракции на передающей апертуре, внутреннего масштаба турбулентности и размера приемной апертуры. Представленный в работе алгоритм моделирования и полученные с его использованием расчетные данные открывают возможности для получения многопараметрических градуировочных зависимостей атмосферного эхосигнала и однозначной оценки на их основе интенсивности оптической турбулентности из данных УОР-лидара.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН № АААА-А17-117021310149-4 и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-00220).

Авторы выражают благодарность В.В. Дудорову за обсуждение алгоритма в части моделирования распространения рассеянного излучения.

1. Бельский М.С., Бороноев В.В., Гомбоев Н.Ц., Миронов В.Л. Оптическое зондирование атмосферной турбулентности. Новосибирск: Наука, 1986. 92 с.
2. Zilbermen A., Kopeika N.S. Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // Proc. SPIE XVI Free Space Laser Commun. Technol. Bellingham. 2004. V. 5338. P. 288–297.
3. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
4. Лидар: Пат. 116245. Россия, МПК8, G 01 S 17/88. Гурвич А.С.; Учреждение РАН Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН. № 2011150933/28; Заявл. 15.12.2011; Оpubл. 20.05.2012. Бюл. № 14.
5. 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.
6. Устройство для регистрации усиления обратного рассеяния в атмосфере: Пат. 163016. Россия, МПК, G01S 17/95, G02B 27/28. Разенков И.А., Банах В.А.; Ин-т оптики атмосфер. им. В.Е. Зуева СО РАН. № 2015144881/28; Заявл. 19.10.2015; Оpubл. 10.07.2016. Бюл. № 19.
7. Banakh V.A., Razenkov I.A., Smalikhov I.N. Laser echo signal amplification in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 7301–7.
8. Banakh V.A., Razenkov I.A. Refractive turbulence strength estimation based on the laser echo signal amplification effect // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4429–32.
9. Vrancken P., Wirth M., Ehret G., Barny H., Rondeau P., Veerman H. Airborne forward-pointing UV Rayleigh lidar for remote clear air turbulence detection: System design and performance // Appl. Opt. 2016. V. 55, N 32. P. 9314–9328.
10. Hauchecorne A., Cot Ch., Dalaudier F., Porteneuve J., Gaudo T., Wilson R., Cénac C., Laqui Ch., Keckhut P., Perrin J.-M., Dolfi A., Cézard N., Lombard L., Besson C. Tentative detection of clear-air turbulence using a ground-based Rayleigh lidar // Appl. Opt. 2016. V. 55, N 13. P. 3420–3428.
11. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
12. Смалыхо И.Н. Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800; Smalikhov I.N. Calculation of the backscatter amplification coefficient of laser radiation propagating in a turbulent atmosphere using numerical simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 135–139.
13. Банах В.А. Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862; Banakh V.A. Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 90–95.
14. Гурвич А.С. Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 166–174.
15. Воробьев В.В. О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 10. С. 862–869; Vorob'ev V.V. On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: I – Equations // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 156–161.
16. Воробьев В.В. О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; Vorob'ev V.V. On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: II – Results of numerical simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
17. Банах В.А., Герасимова Л.О., Залозная И.В., Фалиц А.В. Усиление лидарного сигнала в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 8. С. 609–615; Banakh V.A., Gerasimova L.O., Zaloznaya I.V., Falits A.V. Lidar signal amplification in a turbulent atmosphere under strong optical scintillations // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 1. P. 1–7.
18. Банах В.А., Смалыхо И.Н., Фалиц А.В. Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851; Banakh V.A., Smalikhov I.N., Falits A.V. Effectiveness of the subharmonic

- method in problems of computer simulation of laser beam propagation in a turbulent atmosphere // *Atmos. Ocean. Opt.* 2012. V. 25, N 2. P. 106–109.
19. *Дудоров В.В., Колосов В.В.* Коррекция некогерентных изображений объектов в условиях анизопланатизма турбулентности по опорному источнику излучения различной длины волны // *Оптика атмосфер. и океана.* 2010. Т. 23, № 5. С. 392–397; *Dudorov V.V., Kolosov V.V.* Anisoplanatic turbulence correction in incoherent imaging by using reference sources with different wavelengths // *Atmos. Ocean. Opt.* 2010. V. 23, N 5. P. 353–358.
 20. *Vorontsov M.A., Kolosov V.V.* Target-in-the-loop beam control: Basic considerations for analysis and wave-front sensing // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2005. V. 22, N 1. P. 126–141.
 21. *Виноградов В.В., Костерин А.Г., Медовиков А.С., Саичев А.И.* О влиянии рефракции на распространение волнового пучка в турбулентной среде (атмосфере) // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1985. Т. 28, № 10. С. 1227–1235.
 22. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
 23. *Клиффорд С.Ф., Грачева М.Е., Гурвич А.С., Исимару А., Кашкаров С.С., Покасов В.В., Шапиро Дж., Стробен Дж., Ульрих П., Уоли Дж.* Распространение лазерного пучка в атмосфере / под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 416 с.

V.A. Banakh, A.V. Falits. **Impact of optical turbulence on the laser echo signal in the atmosphere.**

The results of calculating the mean intensity and the mean power of laser radiation backscattered by a remote atmospheric layer and detected in the source plane are presented. Behavior of the mean intensity and the mean power of laser echo signal as functions of the refractive turbulence strength, the inner turbulence scale at the different diffraction regimes at the transmitting aperture, and sizes of the receiving aperture are studied.