

# Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения

В.А. Банах, И.Н. Смалихо\*

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

Поступила в редакцию 1.06.2010 г.

Численно исследуется возможность оценивания структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха по обратному молекулярному и аэрозольному рассеянию лазерного излучения в атмосфере при использовании моностатической схемы локации. Предложен способ определения зон турбулентности ясного неба с использованием лидара, установленного на борту самолета.

**Ключевые слова:** лидар, турбулентность, усиление обратного рассеяния, отношение сигнал-шум; lidar, turbulence, backscatter amplification, signal-to-noise ratio.

## Введение

Задача создания дистанционного измерителя оптической турбулентности, основанного на лидарном принципе, привлекает внимание исследователей на протяжении многих лет. Однако в отличие от аэрозольных, ветровых и других типов лидаров сведений о разработанных лидарах для измерения интенсивности оптической турбулентности в научной литературе почти нет. Исключение составляет работа [1], где описан лидар, предназначенный для измерения структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления  $C_n^2$ , и представлены результаты измерений с его помощью высотных профилей  $C_n^2$ .

В лидаре используется бистатическая схема локации, а информация о  $C_n^2$  извлекается из дисперсии случайных смещений центра тяжести измеряемого матричным приемником распределения интенсивности рассеянного излучения в фокальной плоскости приемного телескопа. Однако в условиях слабого эхосигнала (на протяженных трассах зондирования) чувствительность элементов матричного приемника может быть недостаточной для корректного оценивания дисперсии дрожания изображения рассеивающего объема.

В настоящей статье дан анализ возможности определения интенсивности оптической турбулентности в атмосфере ( $C_n^2$ ) из измерений распределения средней интенсивности рассеянного в обратном направлении лазерного излучения. Рассматриваются бистатическая и моностатическая схемы приема, и обсуждается влияние корреляции встречных волн [2–6]

на среднюю интенсивность и флуктуации рассеянного излучения. Предложена моностатическая схема лидарных измерений  $C_n^2$ , основанная на регистрации обратного рассеянного излучения двумя разнесенными в поперечной плоскости приемниками, один из которых располагается на оптической оси приемопередающего телескопа. Анализируется возможность обнаружения областей повышенной турбулентности (турбулентности ясного неба (ТЯН)) по курсу полета самолета бортовым лидаром.

## 1. Формулировка задачи

На рис. 1 показана моностатическая схема зондирования.



Рис. 1. Моностатическая схема зондирования

Элементы схемы представлены в декартовой системе координат  $\{x, \rho\}$ , где  $\rho = \{z, y\}$ , с центром на оптической оси  $x = 0$  в плоскости приемопередающей апертуры. Через  $\rho_r$ ,  $\rho'$  и  $\rho_i$  обозначены векторы в поперечных к оптической оси плоскостях, совпадающих соответственно с плоскостью фотодетектора и с плоскостями перед и за приемопередающей апертурой телескопа.

\* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru).

Комплексную амплитуду поля волны  $U_1$  зондирующего импульсного излучения, распространяющегося в атмосфере, в точке  $\{x_i, \rho_i\}$  и момент времени  $t$  без учета его ослабления за счет поглощения и рассеяния можно представить в виде [7]:

$$U_1(x_i, \rho_i, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' U_1(0, \rho', t - x_i/c) G(0, \rho'; x_i, \rho_i), \quad (1)$$

где

$$U_1(0, \rho', t) = \sqrt{\frac{E_P P(t)}{\tau_P \pi a_0^2}} \exp\left[-\frac{\rho'^2}{2a_0^2} - j\frac{\pi}{\lambda F_1} \rho'^2\right] \Pi(\rho')$$

— комплексная амплитуда поля волны на выходе из телескопа;  $E_P$  — энергия и  $\tau_P$  — длительность зондирующего импульса;  $P(t)$  — нормированная мощность зондирующего излучения, удовлетворяющая условию  $\int_{-\infty}^{+\infty} dt' P(t')/\tau_P = 1$ ;  $j = \sqrt{-1}$ ;  $\lambda$  — длина оптической волны;  $c$  — скорость света;  $a_0$  — начальный радиус гауссова зондирующего пучка;  $F_1$  — расстояние, на которое фокусируется зондирующий пучок;  $\Pi(\rho)$  — функция зрачка приемопередающего телескопа. В случае круговой апертуры  $\Pi(\rho) = 1$  при  $|\rho| \leq R_t$  и  $\Pi(\rho) = 0$  при  $|\rho| > R_t$ , где  $R_t$  — радиус апертуры. Для кольцевой апертуры  $\Pi(\rho) = 1$  при  $r_t \leq |\rho| \leq R_t$  и  $\Pi(\rho) = 0$  при  $r_t > |\rho| > R_t$ , где  $r_t$  и  $R_t$  — внутренний и внешний радиусы апертуры соответственно. В (1)  $G(0, \rho'; x_i, \rho_i)$  — функция Грина, описывающая распространение сферической волны из точки  $\{0, \rho'\}$  в точку  $\{x_i, \rho_i\}$  или наоборот.

Комплексная амплитуда поля волны  $U_s$ , рассеянной ансамблем  $N_s$  аэрозольных частиц и молекул, в плоскости апертуры телескопа  $\{0, \rho''\}$  (см. рис. 1) в приближении однократного рассеяния [8] описывается формулой

$$U_s(0, \rho'', t) = \Pi(\rho'') \lambda \sum_{i=1}^{N_s} \alpha_i U_1(x_i, \rho_i, t - x_i/c) G(x_i, \rho_i; 0, \rho''), \quad (2)$$

где  $\alpha_i$  — амплитуда обратного рассеяния  $i$ -й аэрозольной частицы (или молекулы). Комплексная амплитуда поля рассеянной волны в плоскости приема  $\{-l, \rho_r\}$  (см. рис. 1) имеет вид

$$U_s(-l, \rho_r, t) = \frac{1}{j\lambda l} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho'' U_s(0, \rho'', t) \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f} \rho''^2 + j\frac{\pi}{\lambda l} (\rho_r - \rho'')^2\right], \quad (3)$$

где  $f$  — фокусное расстояние телескопа.

Предположим, что продольный размер объема зондирования в фиксированный момент времени  $\Delta x = c\tau_P/2$  много меньше продольного масштаба корреляции флуктуаций интенсивности зондиру-

щего пучка  $L_I$ , и учтем теорему взаимности  $G(x_i, \rho_i; 0, \rho'') = G(0, \rho''; x_i, \rho_i)$ . Тогда, воспользовавшись условным усреднением  $\langle \dots \rangle_c$  по ансамблю реализаций случайных величин  $\alpha_i$ ,  $x_i$  и  $\rho_i$ , из (1)–(3) для интенсивности излучения, рассеянного в слое, отстоящем от лидара на расстояние  $L = ct/2$ , получим

$$I_s(\gamma) = \langle |U_s(-l, l\gamma, 2L/c)|^2 \rangle_c = \frac{cE_P \beta_\pi}{2\pi a_0^2 l^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_1^N(L, \rho) I_2^N(L, \rho; \gamma), \quad (4)$$

где  $\gamma = \{\gamma_z, \gamma_y\} = \{z/l, y/l\}$  — угловая координата в плоскости приема  $x = -l$ ;  $\beta_\pi$  — коэффициент обратного рассеяния;

$$I_1^N(L, \rho) =$$

$$= \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi(\rho') \exp\left[-\frac{\rho'^2}{2a_0^2} - j\frac{\pi}{\lambda F_1} \rho'^2\right] G(0, \rho'; L, \rho) \right|^2 \quad (5)$$

— нормированная интенсивность зондирующего пучка,

$$I_2^N(L, \rho; \gamma) =$$

$$= \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi(\rho') \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda} \gamma \cdot \rho' - j\frac{\pi}{\lambda F_2} \rho'^2\right] G(0, \rho'; L, \rho) \right|^2 \quad (6)$$

— нормированная интенсивность эквивалентного пучка, распространяющегося от лидара в атмосферу под углом  $\gamma = |\gamma|$  к оптической оси телескопа  $x$  и

$$F_2 = \frac{f}{1 - f/l} \quad (7)$$

— фокусное расстояние эквивалентного пучка.

Пусть детектирование рассеянного излучения осуществляется  $M$  одинаковыми фотоприемниками. Для мощности рассеянного излучения в пределах чувствительной площадки отдельного ( $m$ -го) фотоприемника можно записать

$$P_s(\gamma_{mz}, \gamma_{my}) = l^2 \int_{\gamma_{mz}-\gamma_d/2}^{\gamma_{mz}+\gamma_d/2} d\gamma_z \int_{\gamma_{my}-\gamma_d/2}^{\gamma_{my}+\gamma_d/2} d\gamma_y I_s(\gamma_z, \gamma_y), \quad (8)$$

где  $\gamma_d$  — угол поля зрения одного приемника;  $m = 1, 2, 3, \dots, M$ .

При большом числе рассеивающих частиц в объеме зондирования четвертый момент поля в результате усреднения по параметрам находящихся в объеме частиц определяется соотношением

$$\langle |U_s(-l, l\gamma, 2L/c)|^4 \rangle_c =$$

$$= 2 \langle |U_s(-l, l\gamma, 2L/c)|^2 \rangle_c^2 \equiv 2I_s^2(\gamma)$$

[9] и тогда относительную дисперсию флуктуаций интенсивности рассеянной волны в турбулентной атмосфере можно представить как

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle |U_s|^4 \rangle}{\langle |U_s|^2 \rangle^2} - 1 = 2 \frac{\langle I_s^2 \rangle}{\langle I_s \rangle^2} - 1,$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. В отсутствие турбулентности ( $C_n^2 = 0$ )  $\sigma_I^2 = 1$ .

Для расчетов на основе (4)–(8) математического ожидания  $\langle I_s(\gamma) \rangle$ , относительной дисперсии  $\sigma_I^2(\gamma)$  интенсивности и средней мощности  $S_m = \langle P_s(\gamma_m) \rangle$  рассеянного излучения воспользуемся численным моделированием распространения зондирующего и эквивалентного пучков в турбулентной атмосфере.

## 2. Алгоритм численного моделирования

При распространении оптической волны в атмосфере турбулентные неоднородности показателя преломления оказывают влияние на амплитуду и фазу волны. После прохождения плоской волной тонкого слоя толщиной  $\delta x$  она приобретает случайный набег фазы  $\Psi(\mathbf{r})$ . Для генерации случайных фазовых экранов воспользуемся моделью спектра флуктуаций фазы плоской волны

$$S_\Psi(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho K_\Psi(\rho) \exp[-2\pi j \mathbf{k} \rho], \quad (9)$$

где  $K_\Psi(\rho) = \langle \Psi(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r} + \rho) \rangle$  – корреляционная функция фазы;  $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\}$ , в виде [10, 11]:

$$S_\Psi(\mathbf{k}) = 0,382 C_n^2 \lambda^{-2} \delta x |\mathbf{k}|^{-14/3}. \quad (10)$$

С помощью формулы (10) для структурной функции фазы

$$D_\Psi(\rho) = \langle [\Psi(\mathbf{r}) - \Psi(\mathbf{r} + \rho)]^2 \rangle = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa S_\Psi(\kappa) [1 - \exp(2\pi j \kappa \rho)]$$

получим [10, 11]:

$$D_\Psi(\rho) = 2,92 C_n^2 (2\pi/\lambda)^2 \delta x |\rho|^{5/3}. \quad (11)$$

Случайный фазовый экран генерируется с помощью двумерного быстрого преобразования Фурье (БПФ) как [12–14]:

$$\begin{aligned} \Psi(n_x h_{zy}, n_y h_{zy}) &= \\ &= \text{Re} \left\{ \sum_{k_z=0}^{N-1} \sum_{k_y=0}^{N-1} \xi(k_z, k_y) \left[ \frac{1}{(N h_{zy})^2} S_\Psi \left( \frac{k'_z}{N h_{zy}}, \frac{k'_y}{N h_{zy}} \right) \right]^{1/2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[ -2\pi j \left( \frac{k_z n_x}{N} + \frac{k_y n_y}{N} \right) \right] \right\}, \quad (12) \end{aligned}$$

где  $h_{zy}$  – шаг расчетной сетки;  $n_{z,y} = 0, 1, 2, \dots, N$ ;  $\xi(k_z, k_y)$  – комплексные псевдослучайные числа с гауссовой статистикой и  $\langle \xi \rangle = \langle \xi^2 \rangle = 0$ ,  $\langle |\xi|^2 \rangle = 1$ ,

$\langle \xi(\mathbf{k}) \xi(\mathbf{l}) \rangle = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{l})$  ( $\mathbf{k} = \{k_z, k_y\}$ ,  $\delta(\mathbf{k})$  – функция Дирака;  $\delta(\mathbf{k}) = 1$  при  $|\mathbf{k}| = 0$  и  $\delta(\mathbf{k}) = 0$  при  $|\mathbf{k}| \neq 0$ );  $k'_{z,y} = k_{x,y}$  при  $k_{z,y} < N/2$  и  $k'_{z,y} = N - k_{z,y}$  при  $k_{z,y} \geq N/2$ .

Когда используется модель спектра в виде (10),

в (12)  $S_\Psi(0, 0)$  следует заменить на  $S_\Psi \left( \frac{1}{N h_{zy}}, \frac{1}{N h_{zy}} \right)$ .

При этом  $N h_{zy}$  и  $h_{zy}$  могут рассматриваться как аналоги соответственно внешнего  $L_n$  и внутреннего  $l_n$  масштабов турбулентности. Учет этих масштабов также возможен с использованием моделей спектра, приведенных, например, в [11]. Чтобы структурная функция моделируемой случайной фазы строго соответствовала формуле (11) при  $|\rho| > l_n$  (в пределах расчетной сетки), можно воспользоваться алгоритмом, подробно описанным в [13].

При прохождении тонкого экрана волна приобретает фазовые искажения, которые по мере распространения в однородной среде постепенно переходят в амплитудные. Поэтому можно моделировать распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере методом расщепления по физическим факторам [14], разбивая всю трассу длиной  $L$  на  $N_x = L/\delta x$  слоев со случайными фазовыми экранами в каждом слое, после прохождения которых волна приобретает турбулентные флуктуации, и рассчитывая между экранами лишь дифракцию пучка.

Нормированные комплексные амплитуды полей зондирующего  $U_1^N(x, \rho)$  и эквивалентного  $U_2^N(x, \rho)$  пучков при переходе от одного слоя к другому рассчитываются с использованием двумерного прямого и обратного БПФ по следующему алгоритму:

$$U_k^N((n_x + 1)\delta x, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) = N^{-2} \sum_{k_z=0}^{N-1} \sum_{k_y=0}^{N-1} F_{U_k}(n_x, k_z, k_y) \times \exp \left\{ -j \frac{\pi \lambda \delta x}{(N h_{zy})^2} [(k'_z)^2 + (k'_y)^2] + 2\pi j \frac{k_x n_x + k_y n_y}{N} \right\}, \quad (13)$$

$$F_{U_k}(n_x, k_z, k_y) = \sum_{n_z=0}^{N-1} \sum_{n_y=0}^{N-1} U_k^N(n_x \delta x, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) \times$$

$$\times \exp \left\{ j \Psi(n_x \delta x, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) - 2\pi j \frac{k_z n_z + k_y n_y}{N} \right\}, \quad (14)$$

где  $k = 1, 2$ ,  $n_x = 0, 1, 2, 3, \dots, N_x - 1$  и  $\langle \Psi(n_x) \rangle \times \Psi(n_x + n'_x) = 0$  при любом целом  $k \neq 0$ . В соответствии с (5) и (6)

$$U_1^N(0, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) = \Pi(\rho') \exp \left[ -\frac{\rho'^2}{2a_0^2} - j \frac{\pi}{\lambda F_1} \rho'^2 \right], \quad (15)$$

$$U_2^N(0, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) =$$

$$= \Pi(\rho') \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} \gamma \cdot \rho' - j \frac{\pi}{\lambda F_2} \rho'^2 \right], \quad (16)$$

где  $\rho' = \{(n_z - N/2)h_{zy}, (n_y - N/2)h_{zy}\}$ . Затем, в соответствии с (4), рассчитывается случайная реализация интенсивности рассеянной волны как

$$I_s(\gamma) = \frac{cE_P\beta_\pi h_{zy}^2}{2\pi a_0^2 l^2} \times$$

$$\times \sum_{n_z=0}^{N-1} \sum_{n_y=0}^{N-1} |U_1^N(L, n_z h_{zy}, n_y h_{zy})|^2 |U_2^N(L, n_z h_{zy}, n_y h_{zy})|^2. \quad (17)$$

Расчеты распределения интенсивности рассеянного излучения по угловым координатам  $\gamma$  следует проводить с шагом по углу  $\delta\gamma = h_{zy}/L$ . В случае бистатистической схемы локации при расчетах полей  $U_1^N(x, \rho)$  и  $U_2^N(x, \rho)$  для каждого из них в (14) используются статистически независимые реализации фазовых экранов

$$\Psi_1(n_x \delta x, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) \text{ и } \Psi_2(n_x \delta x, n_z h_{zy}, n_y h_{zy})$$

$$(\langle \Psi_1 \Psi_2 \rangle = 0).$$

### 3. Результаты расчетов

Пусть длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1,06$  мкм, диаметр круговой апертуры приемопередающего телескопа  $2R_t = 20$  см, радиус пучка  $a_0 = 7$  см и длина трассы распространения импульса  $L = 2$  км. Рассмотрим два случая: 1) зондирующий пучок – коллимированный ( $F_1 = \infty$ ), и прием рассеянного излучения осуществляется в фокальной плоскости телескопа, т.е.  $l = f$  и, следовательно (см. (7)), эквивалентный пучок тоже коллимированный ( $F_2 = \infty$ ); 2) зондирующий пучок фокусируется на расстояние  $F_1 = L$ , а фотоприемник помещен в плоскость изображения рассеивающего слоя и, следовательно, фокусное расстояние эквивалентного пучка  $F_2 = L$ . Согласно (7) во втором случае  $l = f/(1 - f/L)$ .

С использованием описанного в предыдущем разделе алгоритма случайные реализации  $I_s(m\delta\gamma, 0)$  (где  $m = 0, 1, 2, \dots$ ) моделировались для случая, когда структурная характеристика  $C_n^2$  неизменна вдоль трассы распространения (однородная горизонтальная трасса). Затем из 1000 независимых реализаций рассчитывались  $\langle I_s(\gamma) \rangle$  и  $\sigma_I(\gamma)$ .

На рис. 2, а представлены результаты расчетов зависимости нормированной средней интенсивности  $\langle I_s(0) \rangle / I_0$  и отношения  $\langle I_s(0) \rangle_M / \langle I_s(0) \rangle_B$  от  $C_n^2$ , где  $\langle I_s(0) \rangle_M$  и  $\langle I_s(0) \rangle_B$  – средние интенсивности рассеянного излучения соответственно при моностатической и бистатистической (в отсутствие корреляции встречных волн) схемах зондирования.

Здесь для нормировки используется интенсивность рассеянного излучения  $I_0$ , рассчитываемая при  $F_1 = F_2 = L$  и  $C_n^2 = 0$ . Видно, что в случае  $F_1 = \infty$  и  $l = f$  средняя интенсивность рассеянного излучения может в 2 раза превышать интенсивность в отсутствие атмосферной турбулентности (ср. кривую 1 со значением нормированной интенсивности при  $C_n^2 = 0$ , показанным в виде горизонтальной линии 3). Это является следствием эффекта усиления обратного рассеяния (УОР), возникающего при прохождении волной в прямом и обратном направлениях одних и тех же турбулентных неоднородностей [2–6]. Для  $F_1 = F_2 = L$  средняя интенсивность  $\langle I_s(0) \rangle$  монотонно убывает с увеличением  $C_n^2$ .

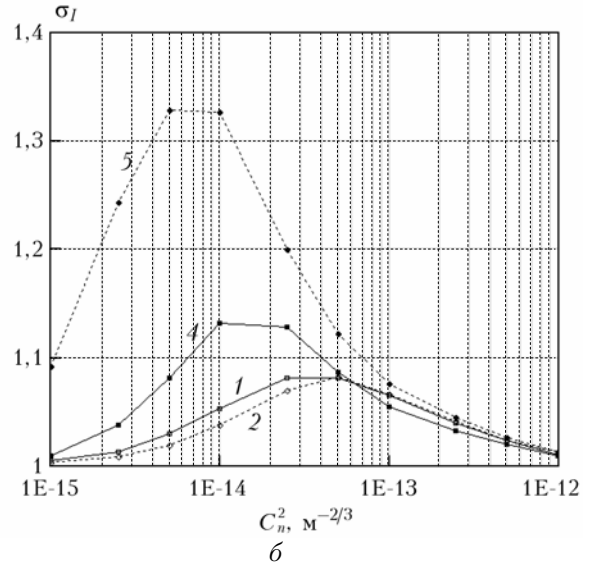
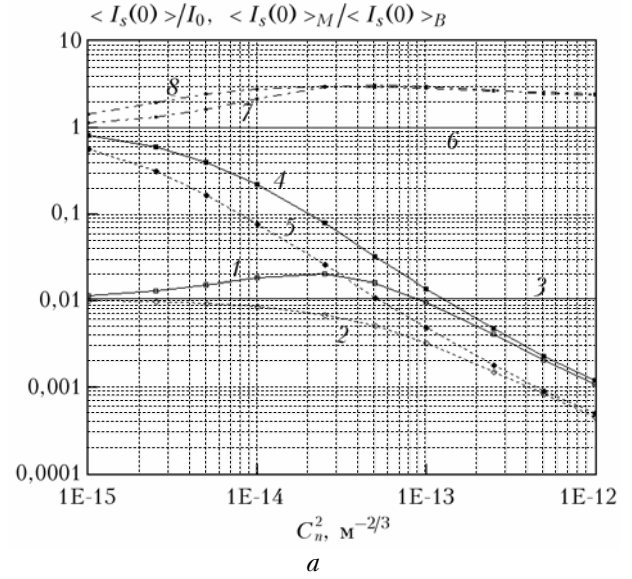


Рис. 2. Зависимости  $\langle I_s(0) \rangle / I_0$  (1, 2, 4, 5) и  $\langle I_s(0) \rangle_M / \langle I_s(0) \rangle_B$  (7, 8) (а) и  $\sigma_I$  от  $C_n^2$  (б) при  $F_1 = F_2 = \infty$  (1–3, 7) и  $F_1 = F_2 = L$  (4–6, 8). Кривые 2, 5 – расчеты для бистатистической схемы локации; 3 и 6 – расчеты для  $C_n^2 = 0$

Здесь также вследствие УОР средняя интенсивность  $\langle I_s(0) \rangle$  превышает значения, соответствующие бистатистической схеме зондирования. Отношение  $\langle I_s(0) \rangle_M / \langle I_s(0) \rangle_B$  может достигать величины, равной трем (см. кривые 7, 8). При  $C_n^2 > 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  кривые 1 и 4 на рис. 2, а отличаются не столь существенно, как при меньших значениях  $C_n^2$ .

Результаты расчетов относительного среднеквадратического отклонения  $\sigma_I(0)$  в зависимости от  $C_n^2$  показаны на рис. 2, б. С увеличением  $C_n^2$  значение  $\sigma_I(0)$  вначале растет, а затем, в соответствии с теорией локационного распространения оптического излучения в режиме сильных флуктуаций интенсивности [5, 6], уменьшается. В пределе с увеличением  $C_n^2$   $\sigma_I(0)$  насыщается на единичный уровень, соответствующий нормальному распределению плотности вероятностей действительной и мнимой частей комплексной

амплитуды поля рассеянной волны. Для сфокусированного зондирующего пучка  $F_1 = F_2 = L$  при бистатической схеме зондирования заметный вклад в флуктуации интенсивности рассеянного излучения вносят случайные дрожания изображения рассеивающего слоя, вызываемые атмосферной турбулентностью. Это приводит к значительным флуктуациям интенсивности в изображении рассеивающего слоя в области значений  $C_n^2 < 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ . В случае моностатической схемы случайные дрожания изображения слоя существенно меньше. Случайные наклоны пучка как целого на прямой трассе при моностатической схеме компенсируются его уходами в противоположном направлении при распространении обратно. Как следствие кривая 4 проходит ниже кривой 5.

В целом представленные на рис. 2 результаты численного анализа согласуются с асимптотическими оценками и расчетами статистических характеристик интенсивности на локационных трассах, выполненными в [5, 6] для предельных режимов слабой и сильной оптической турбулентности. Однако численное моделирование позволяет получить более детальную, чем в [5, 6], картину распределения интенсивности и ее флуктуаций в изображении рассеивающего слоя, что необходимо для исследования возможностей создания лидарного метода измерения интенсивности оптической турбулентности.

На рис. 3 представлены результаты расчетов нормированной средней интенсивности  $\langle I_s(\gamma) \rangle / \langle I_s(0) \rangle$  и относительного среднеквадратического отклонения интенсивности  $\sigma_I(\gamma)$  для случаев  $F_1 = F_2 = \infty$  и  $F_1 = F_2 = L$  при различных  $C_n^2$ .

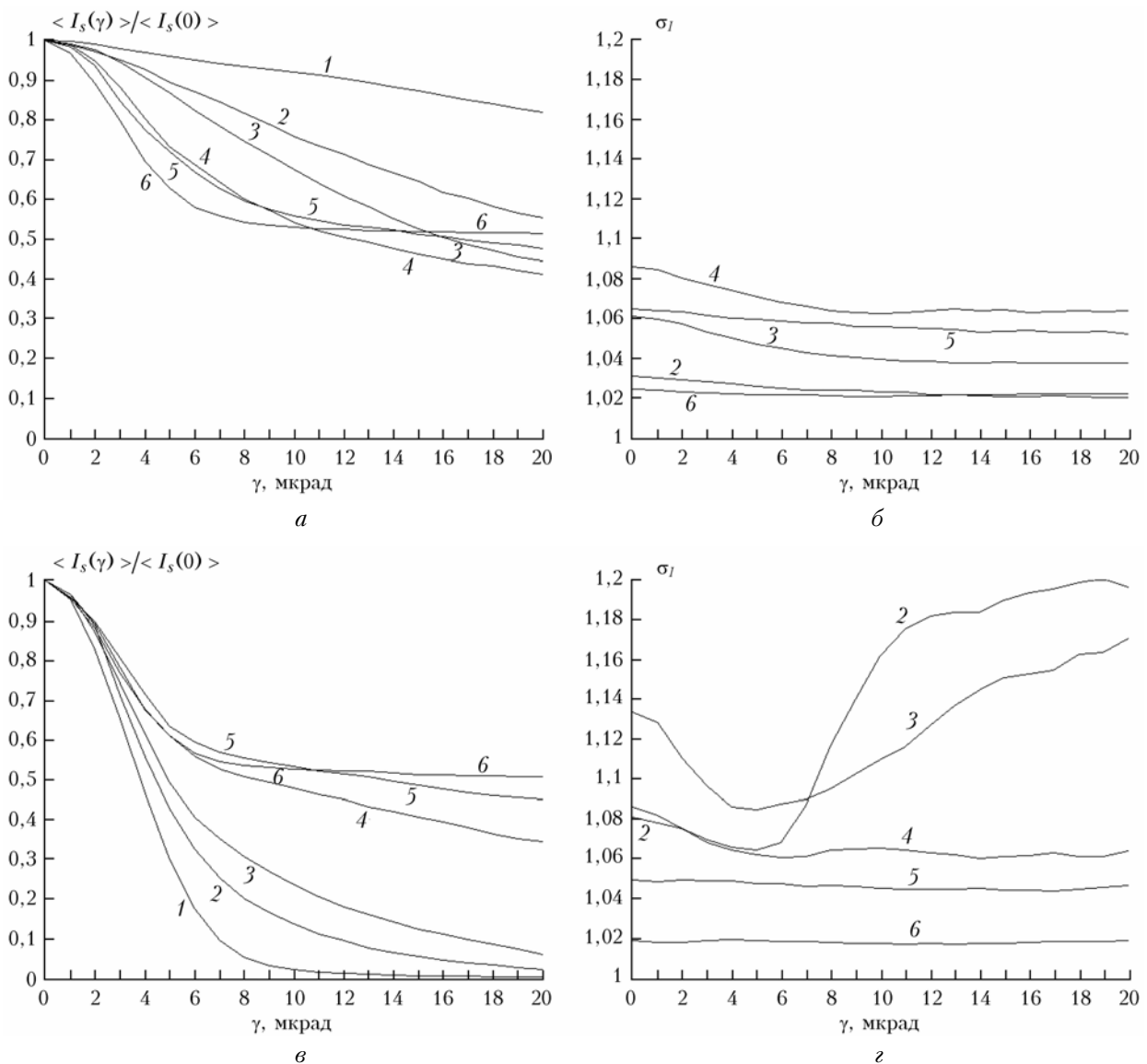


Рис. 3. Распределения нормированной средней интенсивности (а, в) и относительного среднеквадратического отклонения интенсивности (б, г) рассеянного излучения от угловой координаты в случае  $F_1 = F_2 = \infty$  (а, б) и  $F_1 = F_2 = L$  (в, г) при  $C_n^2 = 0$  (1);  $5 \cdot 10^{-15}$  (2);  $10^{-14}$  (3);  $5 \cdot 10^{-14}$  (4);  $10^{-13}$  (5);  $5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  (6)

Видно, что отношение  $\langle I_s(\gamma) \rangle / \langle I_s(0) \rangle$  при  $\gamma = 20$  мкрад с увеличением  $C_n^2$  для  $F_1 = F_2 = L$  монотонно растет, а для  $F_1 = F_2 = \infty$  вначале падает, а затем возрастает. В обоих случаях при больших  $C_n^2$  происходит насыщение отношения на уровень 0,5. При этом распределение средней интенсивности имеет вид узкого пика на широком пьедестале, что объясняется эффектом УОР (или эффектом дальних корреляций) [2–6]. Вклад турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха в флуктуации интенсивности рассеянного излучения незначителен (см. рис. 3, б, з) вне зависимости от  $C_n^2$ , так как значение  $\sigma_I(\gamma)$  не превышает 1,2.

Рассмотрим ситуацию, когда рассеянное излучение детектируется двумя приемниками с одинаковыми углами поля зрения  $\gamma_d$ , разнесенными в поперечной плоскости на расстояние  $b$ , один из которых размещается на оптической оси телескопа. Так как при моделировании используется изотропный спектр турбулентных флуктуаций фазы волны, то средняя интенсивность рассеянного излучения имеет изотропное распределение в плоскости приема и для расчета отношения средних мощностей  $S_2/S_1$  можно воспользоваться формулой

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{\int_{-\gamma_d/2}^{\gamma_d/2} d\gamma_z \int_{-\gamma_d/2}^{\gamma_d/2} d\gamma_y \langle I_s(\sqrt{\gamma_z^2 + (b + \gamma_y)^2}) \rangle}{\int_{-\gamma_d/2}^{\gamma_d/2} d\gamma_z \int_{-\gamma_d/2}^{\gamma_d/2} d\gamma_y \langle I_s(\sqrt{\gamma_z^2 + \gamma_y^2}) \rangle}. \quad (18)$$

На рис. 4 представлены расчетные данные для отношения средних мощностей  $S_2/S_1$  как функции  $C_n^2$  для  $F_1 = F_2 = \infty$  и  $F_1 = F_2 = L$  при  $\gamma_d = 10$  мкрад и  $b = 15$  мкрад.

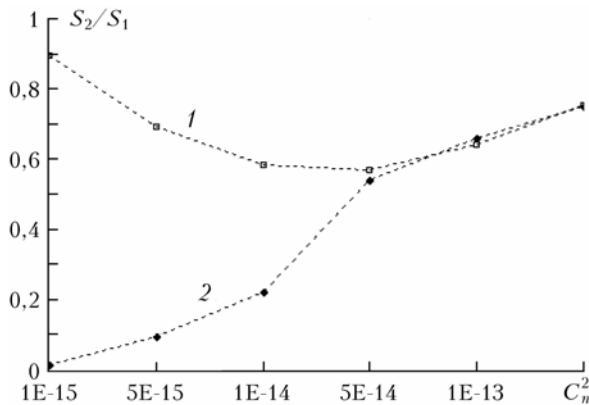


Рис. 4. Зависимость отношения средних мощностей рассеянного излучения при детектировании излучения разнесенными на угловое расстояние 15 мкрад двумя приемниками с углами поля зрения 10 мкрад от структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления при  $F_1 = F_2 = \infty$  (кривая 1) и  $F_1 = F_2 = L$  (2)

Видно, что использование коллимированного зондирующего пучка приводит к немонотонной зависимости отношения средних мощностей от  $C_n^2$ , так что измеренное отношение  $S_2/S_1$  будет давать неоднозначную информацию об интенсивности атмо-

сферной турбулентности. При фокусировке зондирующего пучка зависимость  $S_2/S_1$  от  $C_n^2$  носит монотонный характер.

#### 4. Обнаружение областей ТЯН по курсу полета самолета бортовым лидаром

Области интенсивного турбулентного перемешивания воздушных масс в условиях ясного неба представляют опасность для воздушного транспорта. Повышение безопасности полетов вызывает необходимость разработки дистанционных методов обнаружения областей интенсивностей турбулентности. В [15, 16] предложены способы обнаружения ТЯН с использованием когерентных доплеровских лидаров (КДЛ), установленных на борту самолета. Однако устойчивая работа КДЛ возможна лишь при условии достаточно высокого уровня эхосигнала, что не всегда может быть реализовано из-за низкой концентрации аэрозоля на высотах самолетных трасс.

Рассмотрим возможность обнаружения зон турбулентности ясного неба лидаром самолетного базирования при некогерентном детектировании рассеянного в атмосфере лазерного излучения. Здесь, в отличие от КДЛ, по сигналу обратного рассеяния определяется интенсивность турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха, а не интенсивность ветровой турбулентности. Дело в том, что в атмосфере на типичных высотах полета самолетов реализуется устойчивая температурная стратификация и увеличение интенсивности ветровой турбулентности сопровождается увеличением структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления  $C_n^2$ .

Предположим, что в лидаре используется импульсный лазер, работающий на длине волны 1,06 мкм. При такой длине волны на высотах  $\sim 10$  км существенный вклад в эхосигнал вносит молекулярное рассеяние [17]. Рассмотрим случай, когда зондирующий пучок импульсного излучения фокусируется на расстояние 10 км по курсу полета самолета. Рассеянное из области фокуса лазерное излучение собирается приемопередающим телескопом (диаметр 30 см) и подается на чувствительные площадки фотодетекторов, находящихся в плоскости изображения объема рассеяния (т.е.  $F_1 = F_2 = L = 10$  км). Уровень атмосферной турбулентности определяется по отношению сигналов  $S_1$  и  $S_2$ , одновременно регистрируемых двумя приемниками с  $\gamma_d = 10$  мкрад и  $b = 15$  мкрад.

Пусть скорость самолета, на борту которого установлен лидар,  $V_a = 200$  м/с. В начальный момент времени ( $t = 0$ ) расстояние между самолетом и передним краем зоны интенсивной турбулентности  $\Delta L = 10$  км. Воспользуемся моделью изменения структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления вдоль трассы зондирования  $x$  в виде

$$C_n^2(x, t) = C_{n0}^2 \chi(x - \Delta L + V_a t), \quad (19)$$

где  $C_{n0}^2 = \text{const}$  – структурная характеристика в области ТЯН;  $\chi(x') = 0$  при  $x' < 0$  и  $\chi(x') = 1$  при  $x' \geq 0$ .

На рис. 5 представлены результаты расчетов зависимости отношения средних мощностей рассеянного излучения  $S_2/S_1$  от времени  $t$  при различных значениях  $C_{n0}^2$  внутри зоны турбулентности, к которой приближается самолет с лидаром на борту.

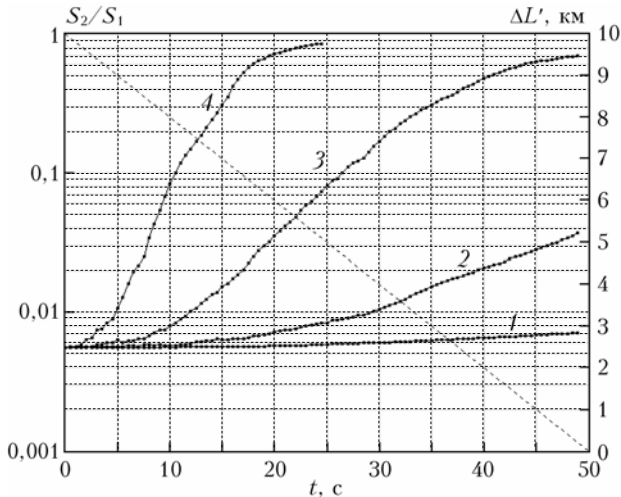


Рис. 5. Зависимость отношения  $S_2/S_1$  от времени при  $C_{n0}^2 = 10^{-16}$  (1);  $10^{-15}$  (2);  $10^{-14}$  (3);  $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  (4). Штриховой линией показана зависимость расстояния между самолетом и передним краем турбулентной зоны  $\Delta L' = \Delta L - V_a t$

Видно, что скорость возрастания  $S_2/S_1$  зависит от интенсивности турбулентных пульсаций показателя преломления в зоне турбулентности.

Зная связь интенсивностей ветровой и температурной (показателя преломления) турбулентности, можно найти минимальное значение  $C_{n0}^2$ , выше которого ветровая турбулентность представляет опасность для самолета, и рассчитать при таком  $C_{n0}^2$  пороговое значение отношения  $S_2/S_1$ , которое обозначим как  $R_{th}$ . Допустим, что  $R_{th} = 0,01$ . Тогда, согласно рис. 5, информация о наличии на пути следования самолета области интенсивной турбулентности будет получена за 45 с при  $C_{n0}^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ , 38 с при  $C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$  и 20 с при  $C_{n0}^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  до момента вхождения самолета в зону ТЯН.

Средние мощности рассеянного излучения  $S_1$  и  $S_2$  в реальном эксперименте измеряются с погрешностью, причинами которой являются флуктуации эхосигнала, обусловленные атмосферными факторами (координаты и амплитуды рассеивающих частиц, турбулентные пульсации показателя преломления), шумы приемника (дробовой шум эхосигнала, фоновый шум, собственный шум приемника) и ограниченность времени усреднения (числа степеней свободы) отсчетов лидарного сигнала.

Число степеней свободы  $N_a = \tau_D/\tau_c$ , где  $\tau_c \approx \tau_p$  – время корреляции мгновенной (т.е. без усреднения по  $\alpha_i$ ,  $x_i$  и  $\rho_i$ ) мощности рассеянного излучения  $\hat{S}_k$  ( $k' = 1, 2$  и  $\langle \hat{S}_k \rangle = S_k$ ),  $\tau_D = \tau_1 N_p$ ,  $\tau_1$  – продолжительность измерения сигнала при посылке в атмосферу одного зондирующего импульса;  $N_p$  – число посылок импульсов, по сигналам обратного рассеяния

которых проводится усреднение. Пусть длительность зондирующего импульса  $\tau_p = 10$  нс,  $\tau_1 = 0,2$  мкс (продольный размер объема зондирования  $c\tau_1/2 = 30$  м) и  $N_p = 5$  (при таком  $N_p$ , частоте повторения импульсов  $f_p = 10$  Гц и  $V_a = 200$  м/с самолет пролетит расстояние 100 м). Тогда  $\tau_D = 1$  мкс и число степеней свободы  $N_a = 100$ . Если частота повторения импульсов составляет  $f_p = 1$  кГц, то за время пролета самолетом расстояния 100 м в атмосферу будет послано 500 импульсов. Соответственно  $\tau_D = 100$  мкс и  $N_a = 10000$ .

Когда статистика рассеянной волны является гауссовой (при вкладе в мощность регистрируемого эхосигнала молекулярного рассеяния это действительно так), с учетом малости относительных флуктуаций интенсивности за счет турбулентности (рис. 3, z), можно считать, что относительная дисперсия мгновенной мощности рассеянного излучения незначительно отличается от единицы. Откуда следует, что при больших отношениях сигнал-шум относительная погрешность  $\varepsilon_S = 100\%/\sqrt{N_a}$  оценки средней мощности  $S_1$  или  $S_2$  составляет 10% при  $N_a = 100$  и 1% при  $N_a = 10000$ .

Для получения оценок отношения сигнал-шум SNR воспользуемся формулой [17]:

$$\text{SNR} = \frac{S_k}{\sqrt{S_k h \nu B_f / \eta + P_{NEP}^2}}, \quad (20)$$

где  $S_k$  – средняя мощность рассеянного излучения ( $S_1$  и  $S_2$ );  $\eta$  – квантовая эффективность фотодетектора;  $h$  – постоянная Планка;  $\nu = c/\lambda$  – частота излучения;  $B_f = 1/\tau_D$  – полоса пропускания приемника;  $P_{NEP} = A_{NEP} \sqrt{B_f}$  – эквивалентная мощность шума. Значения параметра  $A_{NEP}$ , имеющего размерность  $\text{Вт}/\text{Гц}^{1/2}$ , и квантовой эффективности  $\eta$  обычно приводятся в технической документации на фотоприемник. В дальнейшем будем использовать типичные для длины волны 1,06 мкм значения этих параметров:  $\eta = 0,8$  и  $A_{NEP} = 10^{-15} \text{ Вт}/\text{Гц}^{1/2}$ . Согласно модели, представленной для  $\lambda = 1,06$  мкм в [17], на высоте 10 км коэффициент обратного рассеяния  $\beta_\pi = 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ .

Рассмотрим два случая: 1) энергия зондирующего импульса  $E_p = 1$  Дж, частота повторения импульсов  $f_p = 10$  Гц ( $\tau_D = 1$  мкс) и 2)  $E_p = 10$  мДж,  $f_p = 1$  кГц ( $\tau_D = 100$  мкс). Получим оценки максимальных SNR ( $\text{SNR}_{\max}$ ) для приемника, измеряющего  $S_1$ , и минимальных SNR ( $\text{SNR}_{\min}$ ) для приемника, измеряющего  $S_2$ . Такие SNR будут иметь место в отсутствие атмосферной турбулентности (т.е. в момент времени  $t = 0$ , когда зондирующий импульс находится вне зоны турбулентности). Расчеты дают следующие результаты: 1)  $\text{SNR}_{\max} = 90$  и  $\text{SNR}_{\min} = 6$  при  $E_p = 1$  Дж и  $f_p = 10$  Гц и 2)  $\text{SNR}_{\max} = 80$  и  $\text{SNR}_{\min} = 1$  при  $E_p = 10$  мДж и  $f_p = 1$  кГц. При приближении самолета к зоне турбулентности  $S_1$  падает, а  $S_2$  растет из-за турбулентного уширения изображения пятна подсвета рассеивающего слоя и в какой-то момент отношения сигнал-шум для рассматриваемых двух приемников становятся близки, принимая, согласно результатам численного моде-

лирования, при  $C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$  значения, равные приблизительно 20. Откуда следует, что сигналы обратного рассеяния для обнаружения областей ТЯН вполне детектируемы.

### Заключение

С использованием численного моделирования распространения зондирующего и эквивалентного пучков в турбулентной атмосфере проведены расчеты распределения средней интенсивности в плоскости приема рассеянного в атмосфере излучения. Рассмотрены схемы, когда зондирующий пучок коллимирован и плоскость приема находится в фокусе телескопа и когда зондирующий пучок фокусируется и сигнал обратного рассеяния регистрируется в плоскости изображения рассеивающего слоя, находящегося в плоскости фокуса зондирующего пучка. Показано, что по отношению средних мощностей рассеянного излучения, измеряемых разнесенными приемниками с углами поля зрения 10 мкрад, возможно определение интенсивности атмосферной турбулентности ( $C_n^2$ ), если зондирующий пучок фокусируется, а приемники находятся в плоскости изображения рассеивающего слоя. В случае коллимированного зондирующего пучка оценку  $C_n^2$  можно получить, по-видимому, лишь путем подгонки (методом наименьших квадратов) рассчитанных при различных  $C_n^2$  распределений средней интенсивности рассеянного излучения к измеряемым при использовании для измерений матричного приемника с достаточно высоким разрешением по углу поля зрения.

Предложена версия, и определены характеристики и параметры лидара, предназначенного для обнаружения областей повышенной турбулентности.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-05-00208).

1. *Zilbermen A., Kopeika N.S.* Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // Proc. SPIE XVI Free-Space Laser Communication Technologies. Bellingham, WA. 2004. V. 5338. P. 288–297.
2. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, поме-

щенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.

3. *Гурвич А.С., Кашкаров С.С.* К вопросу об усилении рассеяния в турбулентной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1977. Т. 20, № 5. С. 794–796.
4. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137, № 7. С. 501–527.
5. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 174 с.
6. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Часть 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 272 с.
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
8. *Исмару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
9. *Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М.* Статистические свойства рассеянного света. М.: Наука, 1980. 206 с.
10. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
11. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
12. *Banakh V.A., Smalikhov I.N., Werner Ch.* Numerical simulation of effect of refractive turbulence on the statistics of a coherent lidar return in the atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 30. P. 5403–5414.
13. *Frehlich R.* Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 3. P. 393–397.
14. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
15. *Банах В.А., Вернер Х., Смалихо И.Н.* Зондирование турбулентности ясного неба доплеровским лидаром. Численное моделирование // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14, № 10. С. 932–939.
16. *Hannon S.M., Bagley H.R., Soreide D.C., Bowdle D.A., Bogue R.K., Ehernberger L.J.* Airborne Turbulence Detection and Warning: Aclaim Flight Test Results // Proc. of Tenth Biennial Coherent Laser Radar Technology and Applications Conference. Oregon, 1999. P. 20–23.
17. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Наведение частично когерентного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 885–893.

#### *V.A. Banakh, I.N. Smalikhov. Optical turbulence intensity estimation based on the atmospheric laser return.*

The potential of estimation of the structure characteristic of turbulent fluctuations of the air refractive index based on the signal of atmospheric molecular and aerosol backscattering of a laser radiation registered by the monostatic transmitter-receiver is investigated numerically. The technique of detection of the clear-air turbulence zones by an airborne lidar has been proposed.