

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535.361.551:511.6:621.371

Методика проведения измерений турбулентным лидаром и сравнение результатов зондирования с наземными наблюдениями

И.А. Разенков✉*

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

Поступила в редакцию 29.02.2024;
после доработки 20.03.2024;
принята к печати 01.08.2024

История создания турбулентного лидара в ИОА СО РАН началась 11 лет назад, когда с помощью громоздкой лабораторной установки впервые экспериментально удалось зарегистрировать эффект увеличения обратного рассеяния (УОР) в турбулентной атмосфере. Впоследствии для усовершенствования лидара был предложен ряд конструкторских решений, которые позволили уменьшить габариты и повысить надежность. Основными особенностями конструкции лидара являются: совмещение оптических осей передатчика и приемника, наличие дополнительного приемного канала, работа в режиме счета фотонов с накоплением эхосигналов. В работе изложена методика проведения эксперимента с помощью турбулентного лидара — нового типа лазерного локалатора; дан алгоритм определения профиля структурной характеристики турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха из отношения эхосигналов; выполнены экспериментальная проверка методики и сопоставление данных лидара с показаниями солнечного радиометра и сцинтиллометра. В перспективе развитие технологии турбулентного лидара позволит с земли дистанционно контролировать интенсивность турбулентности в пограничном слое атмосферы, например на глиссаде в аэропортах; заочно обнаруживать турбулентность в ясном небе с борта воздушного судна и др.

Ключевые слова: микроимпульсный лидар, турбулентность, увеличение обратного рассеяния, режим счета фотонов; micro pulse lidar, turbulence, backscattering enhancement, photon counting mode.

Введение

Действие турбулентного микроимпульсного оптического локалатора (лидара) основано на эффекте увеличения обратного рассеяния (УОР) [1–3]. От обычных аэрозольных локалаторов, регистрирующих рассеяние света от молекул и аэрозольных частиц, турбулентный лидар отличается тем, что имеет два идентичных приемных канала: основной и дополнительный. Важно отметить, что в лидаре апертура основного приемного канала совмещена с апертурой передающего канала и система работает в режиме счета фотонов [4].

Турбулентность искажает структуру лазерного пучка при его распространении в атмосфере, вследствие этого внутри пучка возникают случайные флуктуации интенсивности излучения. Следовательно, при обратном рассеянии приходящее на приемные апертуры лидара излучение флуктуирует. Благодаря принципу обратимости световых лучей флуктуации эхосигнала в основном приемном канале оказываются сильнее, чем в дополнительном. При обработке данных лидара усредненный эхосигнал основного канала нормируется на эхосигнал дополнительного канала, чтобы исключить воз-

можную неравномерность коэффициента рассеяния на трассе зондирования.

Экспериментальные исследования распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере показали, что распределение вероятности флуктуаций интенсивности I подчиняется логарифмически нормальному закону. Было установлено, что для коллимированного пучка дисперсия логарифма интенсивности имеет вид [5]:

$$\sigma_I^2 = \ln(1 + \beta^2) = 1,23 C_n^2 k_0^{7/6} x^{11/6}, \quad (1)$$

где $\beta^2 = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ — относительная дисперсия флуктуаций интенсивности; C_n^2 — структурная характеристика коэффициента преломления; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны излучения лазера; x — длина трассы. В случае слабых флуктуаций интенсивности, когда $\sigma_I^2 < 1$, выражение (1) принимает вид

$$\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k_0^{7/6} x^{11/6}, \quad (2)$$

который используется для сопоставления с полученной экспериментально β^2 . Измерения флуктуаций интенсивности показали, что при $\beta_0^2 < 1$ дисперсия $\beta^2 \approx \beta_0^2$; при $\beta_0^2 > 1$ дисперсия β^2 входит в насыщение [5].

Турбулентный лидар (рис. 1) представляет собой двухканальный аэрозольный оптический локалатор,

* Игорь Александрович Разенков (lidaroff@iao.ru).

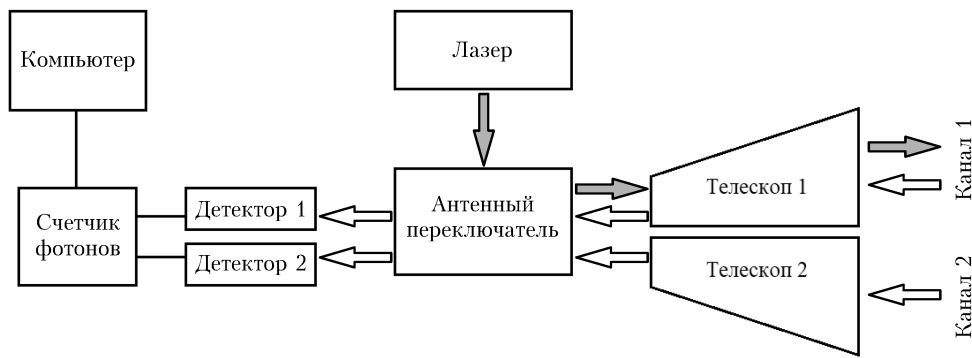


Рис. 1. Принципиальная схема турбулентного лидара

в состав которого входят два телескопа малого размера; антенный переключатель, позволяющий точно совместить передающий канал (серые стрелки) с принимающим каналом 1, два фотодетектора, счетчик фотонов и компьютер. Подробное описание лидара дано в [6].

Детекторы в турбулентном лидаре регистрируют пространственные профили эхосигналов $N_1(x)$ в канале 1 и $N_2(x)$ в канале 2, где x — расстояние от лидара до исследуемого объема в атмосфере. Из отношения эхосигналов определяется фактор влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике

$$q(x) = \frac{N_1(x)}{N_2(x)} - 1. \quad (3)$$

Для восстановления профиля C_n^2 мы используем функцию $q(x)$ и приближение [7]:

$$C_n^2(x) = \frac{q(x) \left[1 + 0,4 \frac{r^2}{r_F^2(x)} \right]^{7/6}}{3,0 k_0^{7/6} x^{11/6}}, \quad (4)$$

где r — радиус приемной апертуры; $r_F = \sqrt{x/k_0}$ — масштаб Френеля. Выражение (4) отличается от формулы, полученной В.В. Воробьевым [8], только постоянным множителем.

Из выражений (2) и (4) следует, что $q(x) \sim \beta_0^2$. При $\beta_0^2 < 1$ функция $q(x)$ пропорционально возрастает с ростом β^2 . При $\beta_0^2 > 1$ дисперсия флуктуаций интенсивности β^2 и, следовательно, функция $q(x)$ входят в насыщение и выражение (4) дает заниженный результат.

Цель настоящей работы — описание методики зондирования атмосферной турбулентности с помощью ранее разработанного микроимпульсного лидара, имеющего два принимающих канала, один из которых совмещен с передающим. Особое внимание уделено особенностям работы лидара и последовательности действий при работе с данными, оценке случайной и систематической погрешностей. Сопоставлены результаты лидарного эксперимента с данными независимых наземных наблюдений.

1. Материалы и методы

1.1. Методика обработки данных

Турбулентный лидар работает в режиме счета фотонов, когда для получения профилей исходных данных требуется некоторое время, за которое в атмосферу посылается серия коротких световых импульсов. После каждого выстрела лазера на выходе детекторного модуля регистрируется профиль эхосигнала в виде случайной последовательности одинаковых электрических импульсов (фотоотсчетов) от поступивших на вход детектора фотонов. Профили одиночных эхосигналов суммируются, при этом выполняется условие, необходимое для регистрации эффекта УОР, — усреднение флуктуаций интенсивности приходящего на приемную апертуру излучения [2].

Рассмотрим процесс получения исходных данных за промежуток времени T_a , в течение которого лидар посылает в атмосферу N_p световых импульсов, счетчик фотонов при этом регистрирует и накапливает сигналы (рис. 2). Вместе с полезными эхосигналами N_1 и N_2 из атмосферы на детекторы непрерывно поступают сигнал фоновой засветки N_b и короткие световые импульсы A_1 и A_2 от паразитного рассеяния света на оптических элементах антенного переключателя лидара в моменты срабатывания лазера. На короткий «ослепляющий» импульс паразитного рассеяния детекторы реагируют длинным откликом последствия $N_{1,a}$ и $N_{2,a}$. Заметим, что реакция детекторов разная, поскольку больше паразитного излучения попадает на детектор 1, чем на детектор 2.

На рис. 2 схематично показаны компоненты оптических сигналов, регистрируемые детекторами лидара. С каждым выстрелом лазера в атмосферу посылается короткий световой импульс, отмеченный на схеме как N_0 . Паразитное рассеяние в виде импульсов A_1 и A_2 поступает на детекторы 1 и 2 и одновременно из атмосферы начинают приходить эхосигналы. За время T_a лазер успевает сделать N_p выстрелов. Пусть общее число фотонов, поступивших в каналы 1 и 2, составит N_1 и N_2 . Заметим, что общее число посланных в атмосферу фотонов равно $N_p \cdot N_0$.

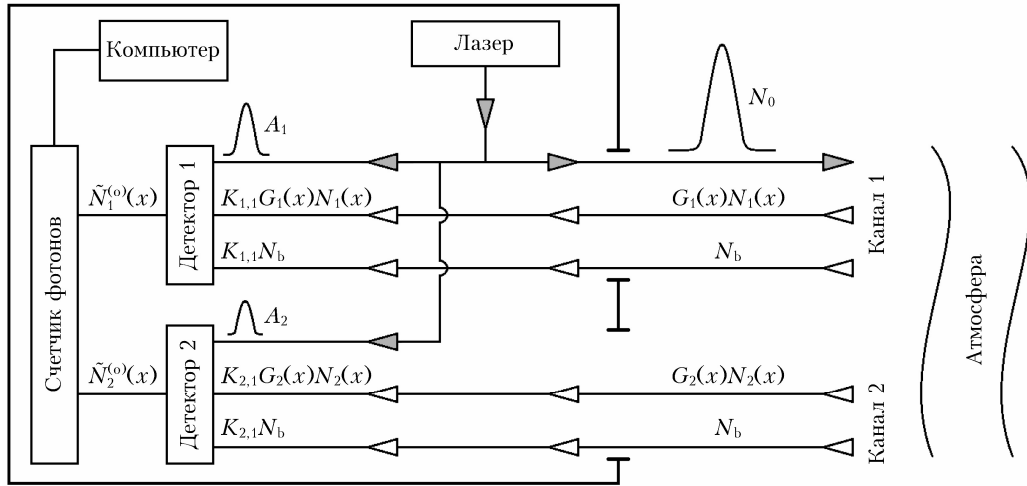


Рис. 2. Схематическое изображение компонентов регистрируемых сигналов турбулентного лидара при открытом выходе в атмосферу. Обозначения см. в тексте

В лидаре перекрытие диаграмм антенн передатчика и приемников характеризуется геометрическими функциями $G_1(x)$ и $G_2(x)$, вид которых определяется размерами лидара и полем зрения приемной системы [9]. В результате на входные апертуры лидара приходят эхосигналы $G_1(x) \cdot N_1(x)$ и $G_2(x) \cdot N_2(x)$ и фоновая засветка N_b . Все поступившие в лидар сигналы на пути от приемной апертуры до детектора в той или иной степени ослабляются оптическими элементами. Обозначим суммарные потери в приемных каналах 1 и 2 коэффициентами пропускания $K_{1,1}$ и $K_{2,1}$ (рис. 2).

Заметим, что детекторы даже одного типа могут иметь различную чувствительность. Обозначим чувствительность детекторов лидара в приемных каналах 1 и 2 как $K_{1,2}$ и $K_{2,2}$. Если предположить, что детекторы работают в линейном режиме, то с учетом их квантовой эффективности количество фотоотсчетов на выходе детекторов должно совпадать с количеством фотонов на входе. С учетом оптических потерь $K_{1,1}$ и $K_{2,1}$ в приемном тракте и чувствительности детекторов $K_{1,2}$ и $K_{2,2}$ накопленные сигналы можно представить в виде

$$N_{ch}^{(o)} = K_{ch,1}K_{ch,2}G_{ch}(x)N_{ch}(x) + K_{ch,1}K_{ch,2}N_b + N_{ch,a}(x), \quad (5)$$

где $ch = 1, 2$ – номер канала; символ «о» в скобках означает, что у лидара выход в атмосферу открыт. Далее закрытый выход будем обозначать как «с».

Отклик реального фотодетектора не является линейным, и это обстоятельство необходимо учитывать при обработке данных. Дело в том, что фотоприемнику после регистрации фотона требуется время τ_d для восстановления. Поэтому при высокой интенсивности приходящего из атмосферы эхосигнала часть фотонов будет пропущена. Пусть F – некоторая средняя частота поступления фотонов на детектор, а $\tilde{F}$ – частота электрических импульсов (фотоотсчетов) с выхода детектора. Реальная F и регистрируемая $\tilde{F}$ частоты связаны известным соотношением [10]:

$$F = \frac{\tilde{F}}{1 - \tau_d \tilde{F}}. \quad (6)$$

При зондировании лидарная трасса разбивается на равные участки Δx , которым соответствуют временные интервалы $\tau = 2\Delta x/c$, называемые строками (c – скорость света). Если в атмосферу за время T_a посылается N_p световых импульсов, тогда суммарное время регистрации в одном строке составит $\tau \cdot N_p$. Пусть в конкретный строб за время T_a поступило N фотонов, но зарегистрировано при этом было $\tilde{N}$ импульсов, тогда частота на входе $F = N/\tau N_p$ и частота на выходе $\tilde{F} = \tilde{N}/\tau N_p$. Подставив эти частоты в (6), получим зависимость между числом фотонов N на входе детектора и числом электрических импульсов $\tilde{N}$ на выходе

$$N = \frac{\tilde{N}}{1 - \frac{\tau_d}{\tau} \frac{\tilde{N}}{N_p}}. \quad (7)$$

Для идеального детектора $\tau_d = 0$ и $N = \tilde{N}$. Введем функцию $D(\tilde{N})$ – фактор коррекции:

$$D(\tilde{N}) = \frac{1}{1 - \frac{\tau_d}{\tau} \frac{\tilde{N}}{N_p}}, \quad (8)$$

тогда выражение (7) можно записать в упрощенном виде

$$N = \tilde{N}D(\tilde{N}). \quad (9)$$

Исходя из этого, на выходе детекторов 1 и 2 имеем сигналы $\tilde{N}_1^{(o)}(x)$ и $\tilde{N}_2^{(o)}(x)$ (см. рис. 2), которые с сигналами $N_1^{(o)}(x)$ и $N_2^{(o)}(x)$ на входе (см. выражение (5)) связаны соотношениями

$$N_{ch}^{(o)}(x) = \tilde{N}_{ch}^{(o)}(x)D(\tilde{N}_{ch}^{(o)}(x)). \quad (10)$$

Таким образом, лидар регистрирует сигналы $\tilde{N}_1^{(o)}(x)$ и $\tilde{N}_2^{(o)}(x)$, которые с помощью (8) и (10) можно пересчитать в профили $N_1^{(o)}(x)$ и $N_2^{(o)}(x)$. Заметим, что эти сигналы кроме эха из атмосферы

содержат функции последствия детекторов и фоновую засветку.

На практике для определения функций последствия детекторов $N_{1,a}(x)$ и $N_{2,a}(x)$ следует регистрировать сигналы как при обычной работе лидара, только с закрытым выходом в атмосферу. Для этого перед началом наблюдений выход в атмосферу перекрывается черным экраном, затем лидар начинает работать в рутинном режиме, регистрируя при этом исключительно сигналы последствия. Через некоторое время экран убирают, а лидар продолжает работать в обычном режиме.

Для закрытого выхода в атмосферу, подобно (5) и (10) для открытого, запишем

$$N_{ch}^{(c)}(x) = \tilde{N}_{ch}^{(c)}(x) D(\tilde{N}_{ch}^{(c)}(x)) = N_{ch,a}(x). \quad (11)$$

Процедура определения N_b основана на предположении, что на конце трассы зондирования $x = x_{max}$ эхосигналы пренебрежимо малы, т.е. $N_1(x_{max}) \approx 0$ и $N_2(x_{max}) \approx 0$, и функции последствия $N_{1,a}(x_{max}) \approx 0$ и $N_{2,a}(x_{max}) \approx 0$. Тогда из (5) следует, что

$$N_{ch}^{(o)}(x_{max}) = K_{ch,1} K_{ch,2} N_b. \quad (12)$$

С учетом (11) и (12) преобразуем выражения (5) к виду

$$N_{ch}^{(o)}(x) = K_{ch,1} K_{ch,2} G_{ch}(x) N_{ch}(x) + N_{ch}^{(c)}(x) + N_{ch}^{(o)}(x_{max}). \quad (13)$$

Из уравнений (13) выразим $N_1(x)$ и $N_2(x)$ и получим формулу для расчета профиля q -фактора (3):

$$q(x) = \frac{N_1(x)}{N_2(x)} - 1 = \frac{K_{2,1} K_{2,2} G_2(x) N_1^{(o)}(x) - N_1^{(c)}(x) - N_1^{(o)}(x_{max})}{K_{1,1} K_{1,2} G_1(x) N_2^{(o)}(x) - N_2^{(c)}(x) - N_2^{(o)}(x_{max})} - 1. \quad (14)$$

Введем обозначения для скорректированных эхосигналов

$$\hat{N}_{ch}(x) = N_{ch}^{(o)}(x) - N_{ch}^{(c)}(x) - N_{ch}^{(o)}(x_{max}) \quad (15)$$

и определим их отношение

$$R(x) = \frac{\hat{N}_1(x)}{\hat{N}_2(x)}. \quad (16)$$

С учетом (16) преобразуем выражение (14) для q -фактора:

$$q(x) = g(x) R(x) - 1, \quad (17)$$

где фактор $g(x) = (K_{2,1} K_{2,2} G_2(x)) / (K_{1,1} K_{1,2} G_1(x))$ – неизвестная аппаратная функция, которая зависит от размеров приемопередатчика, оптических потерь внутри системы и чувствительности детекторов.

Реально определить g -фактор можно на основе экспериментальных данных, полученных на горизонтальной трассе в ясную погоду и при отсутствии турбулентности, когда $C_n^2(x) = 0$ и, следовательно, $q(x) = 0$. Тогда из выражения (17) следует, что

$$g(x) = 1/R_0(x), \quad (18)$$

где $R_0(x)$ – отношение сигналов $\hat{N}_1(x)$ и $\hat{N}_2(x)$ при отсутствии турбулентности.

Процедуру определения $g(x)$ следует рассматривать как калибровочную, рекомендуется производить ее после юстировки приемопередатчика лидара. В теории геометрические функции лидара $G_1(x)$ и $G_2(x)$ гладкие [9], вследствие этого аппаратная функция $g(x)$ тоже гладкая. Поэтому при экспериментальном определении $g(x)$, чтобы избавиться от случайных помех, можно интерполировать функцию $R_0^{-1}(x)$, например, степенным полиномом.

Схема алгоритма обработки данных турбулентного лидара представлена на рис. 3.

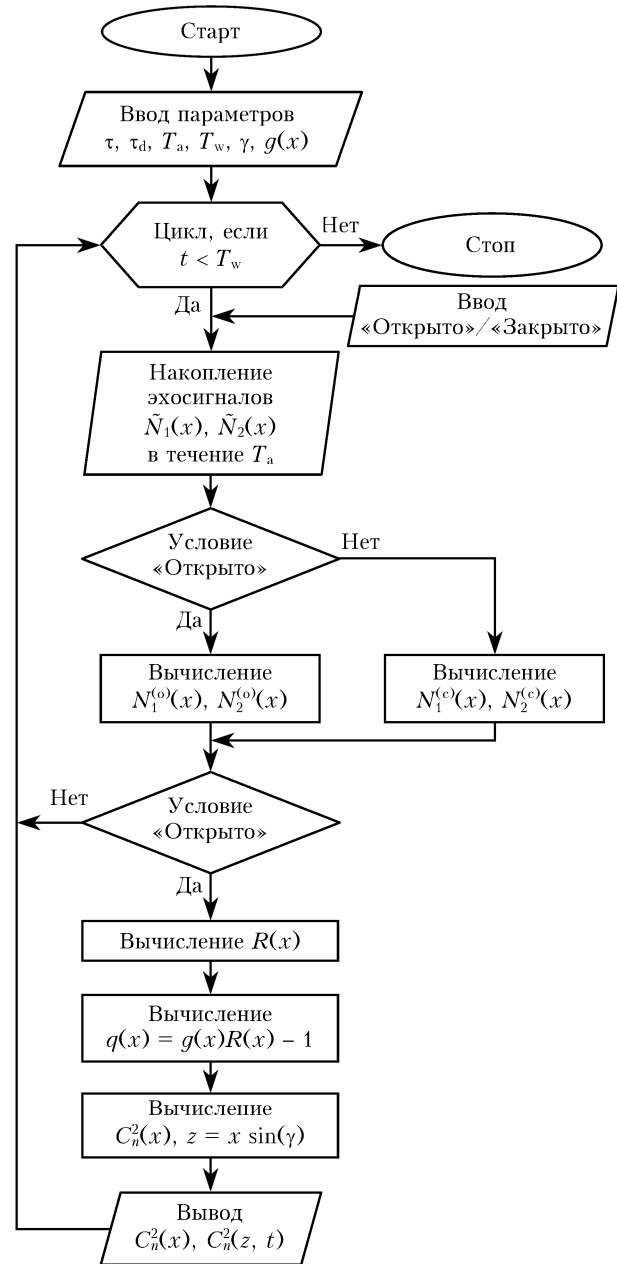


Рис. 3. Схема алгоритма обработки данных турбулентного лидара: τ – размер строка; τ_d – время восстановления детектора; T_w – время работы лидара; γ – угол наклона трассы зондирования

Процедура определения функции $g(x)$ в алгоритм на рис. 3 не включена. Результат работы алгоритма — пространственные профили $C_n^2(x)$ либо пространственно-временное распределение $C_n^2(z, t)$, где x — дистанция вдоль трассы зондирования; z — высота; t — время.

Заметим, что при исследовании быстропротекающих процессов, например атмосферных волн в пограничном слое, интервал накопления T_a выбирается в пределах 5...15 с. Однако для определения импульсов последействия детекторов при закрытом выходе в атмосферу требуется 10...30 мин, чтобы получить приемлемую случайную погрешность. Если после старта программы введена команда «закрыто», тогда следует исполнить минимум 50 циклов, прежде чем поступит команда «открыто».

1.2. Случайная погрешность определения параметра C_n^2

Работа лидара в режиме счета фотонов предполагает, что после послышки одиночного лазерного импульса в атмосферу вероятность регистрации фотона в одном стробе на дистанции от x до $x + \Delta x$ близка к нулю. Если за время T_a в атмосферу посылается большое число световых импульсов, равное N_p , тогда вероятность регистрации числа фотонов $N(x)$, которое будет много меньше N_p , описывается распределением Пуассона, представляющим распределение случайной величины дискретного типа [11]. Для него математическое ожидание, т.е. число зарегистрированных фотонов $N(x)$, равно дисперсии $\sigma_N^2(x)$, следовательно, среднее квадратическое отклонение $\sigma_N(x) = \sqrt{N(x)}$ и относительная погрешность эхосигнала $\delta N(x) = \sqrt{N(x)}/N(x)$.

Выше было показано, что регистрируемые лидаром сигналы $\tilde{N}_1^{(o)}(x)$ и $\tilde{N}_2^{(o)}(x)$ включают в себя три независимые компоненты — эхо из атмосферы, последействие детектора и фон. Фактически в каждом приемном канале одновременно регистрируется три независимых пуассоновских потока. В соответствии с (15) для определения в каждом канале эхосигнала из атмосферы используется процедура вычитания детекторного импульса последействия и фона. Точность относительной оценки эхосигнала после вычитания снижается, так как все величины независимы и подчиняются распределению Пуассона. Причем происходит вычитание только средних значений последействия и фона, а случайная компонента в эхосигнале остается. Исходя из этого, погрешность для эхосигналов в приемных каналах следует представить в виде

$$\delta N_{ch}(x) = \frac{\sqrt{N_{ch}^{(o)}(x)}}{N_{ch}^{(o)}(x) - N_{ch}^{(c)}(x) - N_{ch}^{(o)}(x_{max})}. \quad (19)$$

С учетом (3) и (4) случайная относительная ошибка оценивания характеристики $C_n^2(x)$:

$$\delta C_n^2(x) = \delta q(x) = \sqrt{[\delta N_1(x)]^2 + [\delta N_2(x)]^2}. \quad (20)$$

1.3. Методическая погрешность определения параметра C_n^2

Лидарный метод получения профиля параметра $C_n^2(x)$ предполагает использование формулы Воробьева (4), в соответствии с которой экспериментальная функция $q(x)$ прямо пропорциональна искомой функции $C_n^2(x)$. К сожалению, (4) не является точным решением; его сегодня не существует. Кроме того, выражение (4) получено в предположении слабых флуктуаций ($\sigma_f^2 < 1$), поэтому диапазон регистрируемых в эксперименте значений $C_n^2(x)$ определяется условием $\beta_0 < 1$.

Выше было показано, что аппаратная функция $g(x) = R_0^{-1}(x)$, если $C_n^2(x) = 0$. Предположим, что при определении $g(x)$ присутствует слабая однородная турбулентность и ей отвечает некий малый параметр $C_{n,0}^2 = \text{const}$, следовательно, функция $q_0(x) \neq 0$. В этом случае в формулу (18) для $g(x)$ вместо $R_0(x)$ следует подставить отношение $R(x)$ из выражения (17). Полагая $q_0(x) \ll 1$, несложно получить смещенную оценку для аппаратного g -фактора

$$\tilde{g}(x) \approx g(x)[1 - q_0(x)]. \quad (21)$$

Очевидно, что при обработке данных зондирования использование функции $\tilde{g}(x)$ приведет к занижению функции $q(x)$ на величину $q_0(x)$. Значит, результат восстановления $C_n^2(x)$ будет меньше на величину $C_{n,0}^2$.

Принимая это во внимание, аппаратный g -фактор следует определять по возможности при низком уровне интенсивности атмосферной турбулентности. На практике это можно осуществить следующим образом. В ясную погоду при слабом ветре турбулентным лидаром в течение нескольких суток проводятся непрерывные измерения. Затем для произвольно выбранного момента времени в середине ночи в качестве первого приближения определяется функция $\tilde{g}(x)$ и с ее помощью рассчитывается весь массив данных $C_n^2(x, t)$. Анализ пространственно-временного распределения $C_n^2(x, t)$ позволит определить время, когда значения C_n^2 были минимальными, после этого следует повторить процедуру определения g -фактора.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Пример, поясняющий методику обработки данных

На рис. 4 показаны характеристики приемной части лидара УОР-4 (532 нм) и эхосигналы, зарегистрированные в ночное время при низком уровне турбулентности. В качестве детекторов в лидаре применяются лавино-пролетные диодные модули с $\tau_d = 80$ нс (http://www.micro-photon-devices.com/MPD/media/UserManuals/PDM_usermanual.pdf). На рис. 4, а показан фактор коррекции $D(\tilde{N})$ для идеального детектора с $\tau_d = 0$ и для реального детектора с $\tau_d = 80$ нс. Из графика следует, что пока

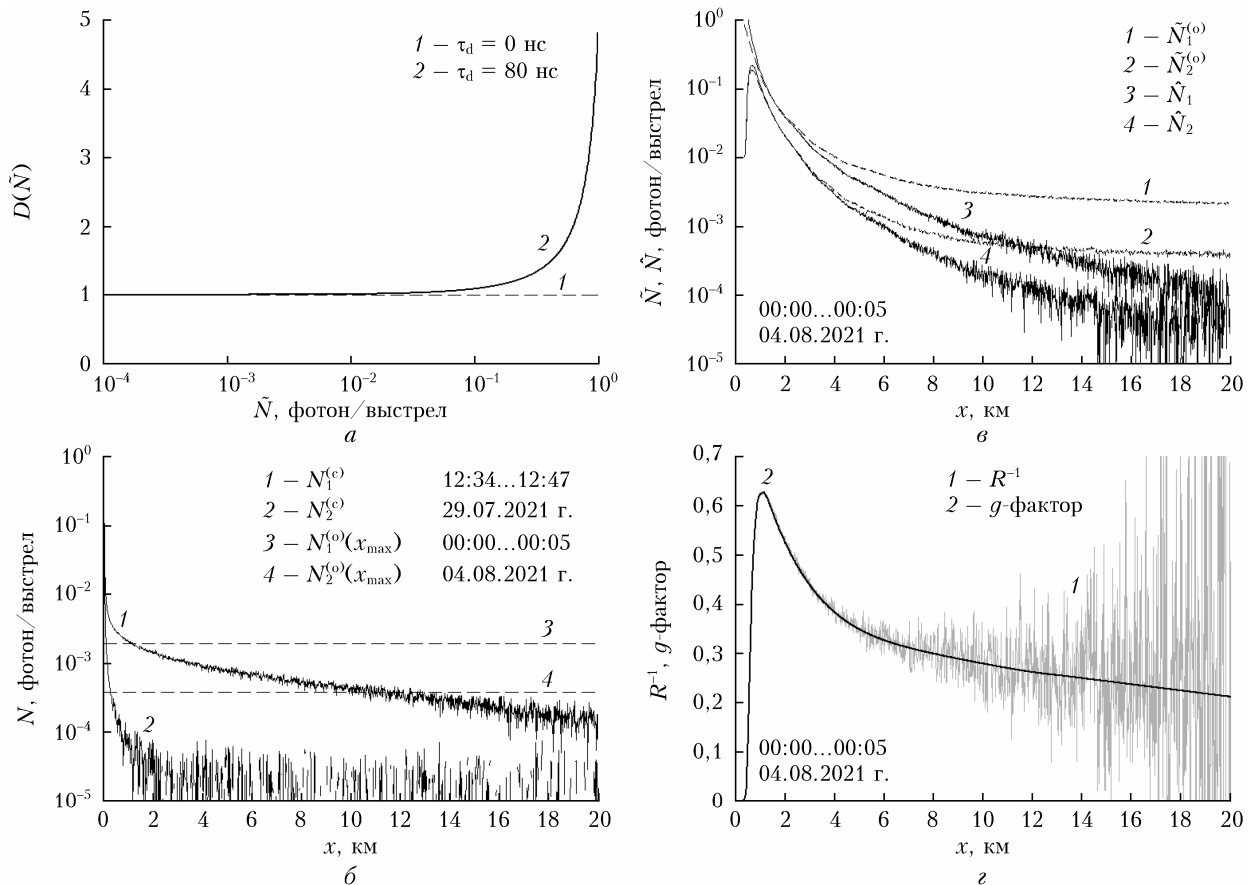


Рис. 4. Фактор коррекции $D(\tilde{N})$ для идеального ($\tau_d = 0$) и реального ($\tau_d = 80$ нс) детекторов (а); импульсы последействия (кривые 1 и 2) и уровень фоновой засветки (прямые 3 и 4) (б); зарегистрированные лидарные сигналы (кривые 1 и 2) и те же сигналы после коррекции (кривые 3 и 4) (в); отношение $R^{-1}(x)$ и g -фактор (г)

нормированный на N_p эхосигнал слабый ($\tilde{N} \ll 1$), фактор $D(\tilde{N}) \approx 1$. Быстрый нелинейный рост $D(\tilde{N})$ происходит при $\tilde{N} > 0.1$. Заметим, что далее по тексту все регистрируемые сигналы нормированы на количество зондирующих импульсов, поэтому имеют размерность «фотон на выстрел».

На рис. 4, б представлены импульсы последействия детекторов (кривые 1 и 2) и уровень фоновой засветки (прямые 3 и 4). Функции последействия $N_1^{(c)}$ и $N_2^{(c)}$ (см. выражения (11)) были получены при закрытом выходе в атмосферу и усреднении $N_p = 2,15$ млн импульсов лазера в течение $T_a = 12,5$ мин. При этом частота следования лазерных импульсов 2,9 кГц. Последействие в приемном канале 1 существенно больше, чем в канале 2 (рис. 4, б), поскольку канал 1 совмещен с передатчиком. Прямые 3 и 4 на рис. 4, б показывают уровень фоновой засветки в каналах 1 и 2 (см. выражения (12)). Более высокий сигнал фона в канале 1 указывает на то, что у него чувствительность выше, а потери меньше.

На рис. 4, в кривыми 1 и 2 показаны зарегистрированные в каналах 1 и 2 сигналы $\tilde{N}_1^{(o)}(x)$ и $\tilde{N}_2^{(o)}(x)$; кривые 3 и 4 — эхосигналы $\tilde{N}_1(x)$ и $\tilde{N}_2(x)$ (см. выражения (15)) после коррекции сигналов $\tilde{N}_1^{(o)}(x)$ и $\tilde{N}_2^{(o)}(x)$ на функцию $D(\tilde{N})$, вычитания импульсов последействия $N_1^{(c)}$ и $N_2^{(c)}$ и вычитания фоновой

засветки $N_1^{(o)}(x_{\max})$ и $N_2^{(o)}(x_{\max})$ (см. рис. 4, б). Отметим, что функция коррекции $D(\tilde{N})$ заметно влияет на эхосигналы при $x < 2$ км, т.е. детекторы в турбулентном лидаре работают почти в линейном режиме. В каналах 1 и 2 эхосигналы и импульсы последействия на дистанции 20 км существенно меньше уровня фона.

Экспериментальное отношение $R^{-1}(x)$ для эхосигналов 1 и 2 представлено на рис. 4, г кривой 1, а ее полиномиальная аппроксимация показана полужирной кривой 2. Если предположить, что уровень турбулентности был низкий ($C_n^2(x) \approx 0$), тогда, согласно формуле (18), кривая 2 является аппаратной функцией $g(x)$. Заметим, что понижение $g(x)$ с расстоянием может быть из-за рассогласования в лидаре оптических осей передатчика и приемного канала 2. Таким образом, использование функции $g(x)$ компенсирует ошибки, допущенные при юстировке либо возникшие при продолжительной работе лидара.

2.2. Сопоставление данных лидара с наземными наблюдениями

Для проверки методики обработки данных и сравнения показаний турбулентного лидара с независимыми наблюдениями на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) Института оптики

атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН (56°28'54" с.ш., 85°05'55" в.д.) был поставлен эксперимент. Независимые измерения проводились с помощью солнечного радиометра Kipp&Zonen CM3 и трассового измерителя C_n^2 (сцинтиллометра) [12, 13].

Измеритель C_n^2 регистрировал флуктуации интенсивности излучения слабодиффракционного пучка от непрерывного лазера (532 нм) на трассе 500 м. Диаметр входной апертуры приемника – 1 мм. Датчик работал с частотой 7 кГц, при этом каждые 5 мин рассчитывалась относительная дисперсия β^2 . Для определения C_n^2 использовалась формула (1). На рис. 5 представлены результаты измерений за 03–04.08.2021 г. В эти дни солнце периодически закрывали облака, поэтому интенсивность турбулентности у земли днем сильно менялась.

На рис. 5, а приведены данные радиометра в виде потока солнечной радиации SR , на рис. 5, б – данные турбулентного измерителя C_n^2 , из которых следует, что в течение суток параметр C_n^2 изменялся на два порядка и более. Пунктиром отмечено зна-

чение $C_n^2 = 5,1 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, которому для дистанции 500 м соответствует $\beta_0 = 1$. Выше этой границы дисперсия флуктуаций интенсивности насыщалась, а показания C_n^2 не превышали $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$. Следует обратить внимание на почти 100%-ю модуляцию показаний датчика C_n^2 приходящей солнечной радиацией SR , особенно днем 04.08.2021 г.

Результат определения C_n^2 турбулентным лидаром на дистанции 1 км показан на рис. 5, в. Лидар работал в юго-восточном направлении под углом наклона трассы 4°. Усреднение сигналов производилось в течение $T_a = 5$ мин по $N_p = 870$ тыс. выстрелов. Пространственное разрешение составляло 15 м. Значения C_n^2 на рис. 5, в соответствовали высоте 70 м, поэтому абсолютные значения C_n^2 на лидарном графике меньше, чем на графике наземного датчика. Пунктиром отмечено значение $C_n^2 = 1,4 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, соответствующее $\beta_0 = 1$ для дистанции 1 км.

На рис. 5, г представлено пространственно-временное распределение параметра C_n^2 до дистанции

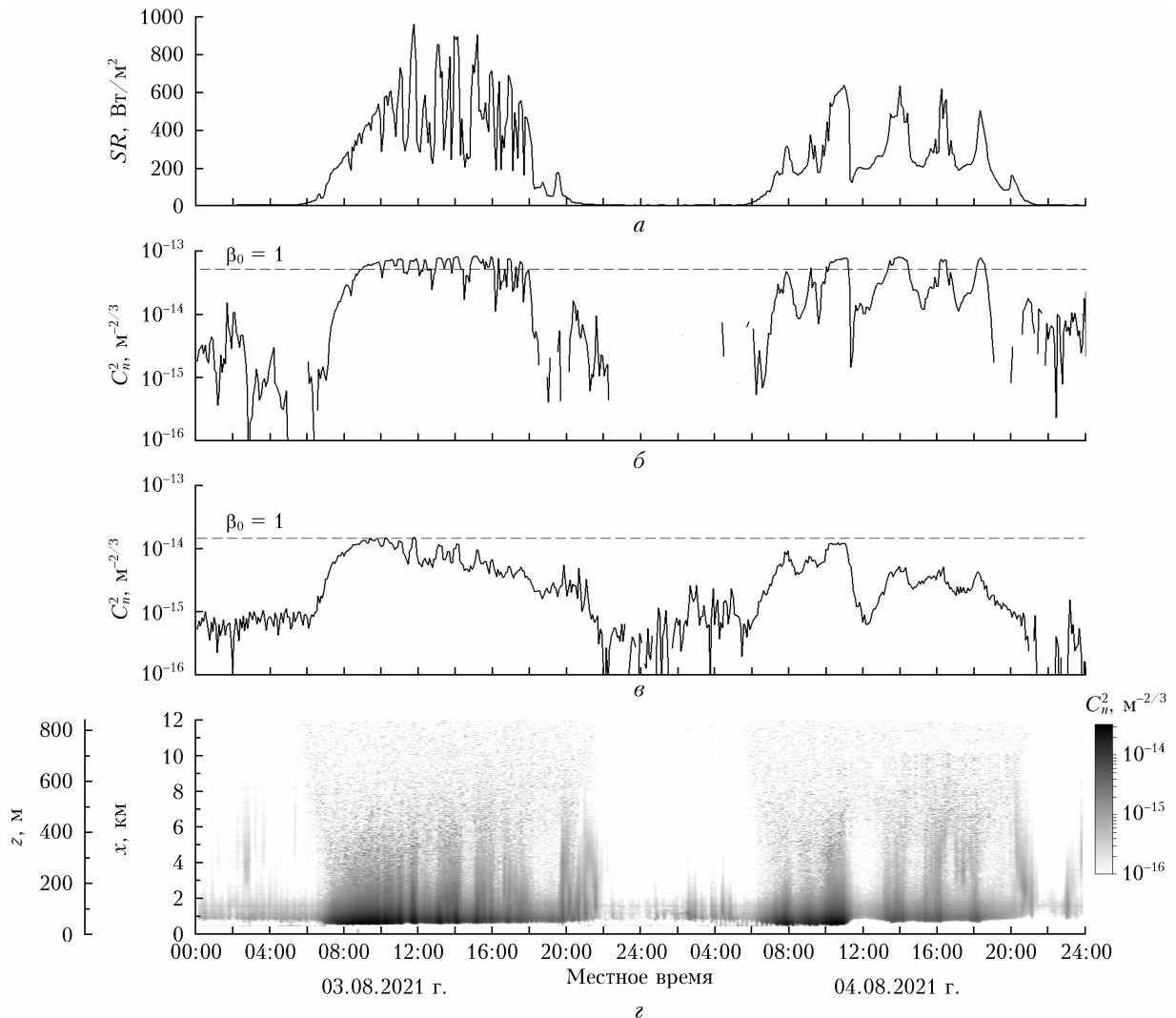


Рис. 5. Показания радиометра (а); параметр C_n^2 , полученный сцинтиллометром на трассе 500 м (б) и лидаром УОР-4 на расстоянии 1 км (в); пространственно-временное распределение C_n^2 в пограничном слое атмосферы (г)

$x = 12$ км, соответствующей высоте $z = 800$ м. Темные полосы на рисунке отражают моменты, когда облака не закрывали солнце и наблюдалась конвекция нагретого воздуха от поверхности земли. Из рис. 5, *г* также следует, что C_n^2 уменьшается с высотой. Днем дальность зондирования ограничивалась шумом фона и составила ≈ 8 км.

Низкий уровень турбулентности (см. рис. 5, *г*) наблюдался в ночное время. Поэтому для определения g -фактора были взяты эхосигналы (см. рис. 4, *в*), полученные в полночь. Заметим, что интенсивность турбулентности в это время была слабой и сопоставимой с минимальным значением $C_n^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ на рис. 5, *г*. Систематическая, а именно методическая, ошибка имела тот же порядок и составила $\sim 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$.

На рис. 6 представлены эхосигналы, зарегистрированные 04.08.2021 г. с интервалом в один час: в 11:00 при открытом солнце; в 12:00, когда солнце было закрыто облаками. Кривые 1 и 2 — эхосигналы приемных каналов 1 и 2 и соответствующие им уровни фона 3 и 4. Уровень фона в каналах 1 и 2 при открытом и закрытом солнце изменялся в 2,2 и 2,4 раза соответственно. Кривая 5 на рис. 6, *а, б* соответствует погрешности δC_n^2 , рассчитанной по формуле (20).

На рис. 6, *в* показаны восстановленные профили параметра C_n^2 : кривая 1 получена из данных,

регистратора C_n^2 при открытом и закрытом солнце отличались друг от друга в 6,4 раза; лидарные данные на высоте 100 м различались в 7,5 раза, на высоте 200 м и выше — в 9–10 раз. На рис. 6, *в* экспериментальные профили C_n^2 с высотой уменьшаются быстрее, чем соответствующие им модельные. В целом наблюдается удовлетворительное качественное и количественное соответствие между экспериментом и моделью.

Заключение

Изложена методика проведения эксперимента с помощью турбулентного лидара — особого типа оптического локатора, работающего в режиме счета фотонов. Регистрируемые лидаром сигналы представляют суперпозицию эхосигнала, импульса последствия детектора и фоновой засветки. Предложенная методика предполагает последовательное выполнение процедур коррекции нелинейности детектора, импульса последствия и фона. Для регистрации импульсов последствия рекомендуется перед началом зондирования атмосферы на некоторое время перекрывать выход излучения наружу. Представлена блок-схема алгоритма.

Турбулентный лидар позволяет получать профиль C_n^2 , который рассчитывается из отношения эхосигналов основного и дополнительного приемных

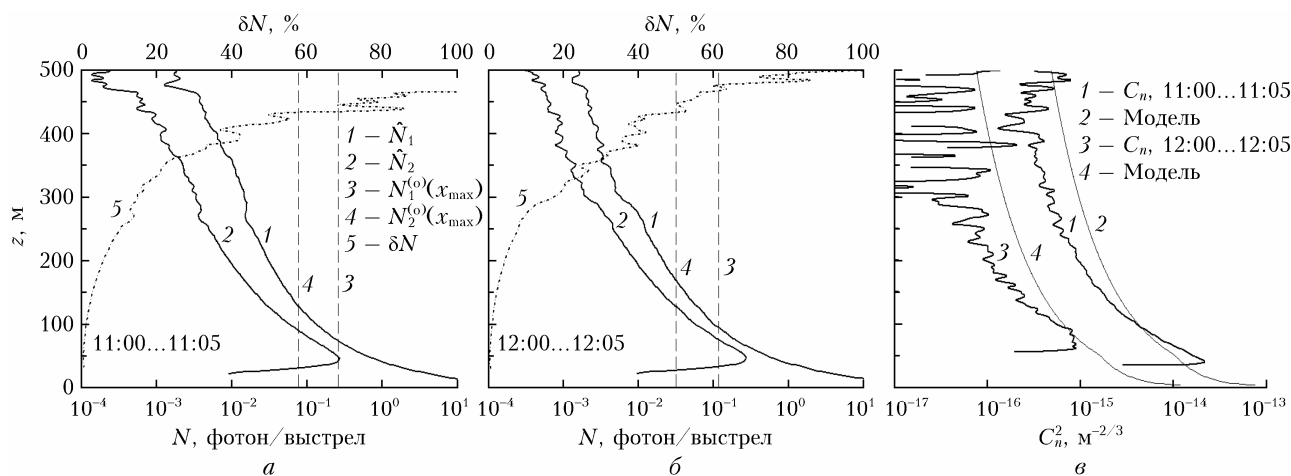


Рис. 6. Эхосигналы (кривые 1 и 2), уровень фона (прямые 3 и 4) и случайная погрешность δC_n^2 (кривая 5), зарегистрированные в 11:00 (*а*) и 12:00 (*б*); восстановленный параметр C_n^2 (кривые 1 и 3) и соответствующие модельные профили (кривые 2 и 4) (*в*); 04.08.2021 г.

зарегистрированных в 11:00 при открытом солнце; кривая 3 получена в 12:00 при наличии облаков. Кривые 2 и 4 рассчитаны по модели, предложенной Гурвичем [5]. Согласно модели $C_n^2(z) \sim z^{-2/3}$ в интервале высот от 2,5 до 50 м; $C_n^2(z) \sim z^{-4/3}$ — от 50 м до 1 км. В модель в качестве начального значения C_n^2 на высоте 2,5 м мы подставляли величины, зарегистрированные наземным регистратором C_n^2 (см. рис. 5, *б*). На рис. 6, *в* для модельного расчета в 11:00 (кривая 2) входным параметром было значение $C_n^2 = 7,7 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$; для 12:00 (кривая 4) $C_n^2 = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Показания наземного

каналов лидара. Показано, что для корректного определения отношения эхосигналов необходимо знание аппаратной функции (g -фактора), которая определяется геометрическими размерами приемопередатчика, оптическими потерями внутри лидара и чувствительностью детекторов. Рекомендуется определять g -фактор из данных зондирования при низкой интенсивности атмосферной турбулентности.

Для проверки методики был поставлен эксперимент, в котором данные лидара УОР-4 (532 нм) сопоставлялись с показаниями солнечного радиометра и наземного измерителя C_n^2 (сцинтиллометра),

регистрирующего флуктуации интенсивности излучения (532 нм) на трассе 500 м. Во время эксперимента облака периодически перекрывали поступление солнечной радиации, при этом измеритель C_n^2 и лидар синхронно регистрировали изменение интенсивности оптической турбулентности в шесть-семь раз. При открытом солнце лидар регистрировал конвективные потоки горячего воздуха до высоты 500 м. Данные наземного измерителя C_n^2 были использованы в качестве входных параметров для модели высотного распределения C_n^2 , при этом получено качественное и количественное совпадение модельного и лидарного профилей C_n^2 .

Рассмотрены статистическая и методическая погрешности определения C_n^2 с применением приближения Воробьева. Теоретического решения обратной задачи для обращения данных турбулентного лидара сегодня, к сожалению, не существует. Дальнейшее совершенствование методики проведения эксперимента с помощью турбулентного лидара возможно после постановки комплексного эксперимента с независимыми оптическими измерителями C_n^2 при условии совмещения путей распространения света.

Благодарности. Выражаю глубокую признательность лаборатории климатологии атмосферного состава за обеспечение метеорологической информацией измерительного комплекса Института оптики атмосферы. Благодарю А.П. Ростова за помощь в создании сцинтиллометра.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Виноградов А.Г., Гурвич А.С., Кашкаров С.С., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. «Закономерность увеличения обратного рассеяния волн». Свидетельство на открытие № 359. Приоритет открытия: 25 августа 1972 г. в части теоретического обоснования и 12 августа 1976 г. в части экспериментального доказательства закономерности. Государственный реестр открытий СССР // Бюлл. изобретений. 1989. № 21.
2. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137, вып. 3. С. 501–527.

3. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности на основе усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
4. Устройство для регистрации усиления обратного рассеяния в атмосфере: Пат. 153460. Россия, МКП, G01S 17/95. Разенков И.А., Банах В.А., Надеев А.И.; Федер. гос. бюд. учр. науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН. № 2014149951/28; Заявл. 10.12.2014; Опубл. 20.07.2015. Бюлл. № 20.
5. Гурвич А.С., Кон А.И., Мионов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
6. Разенков И.А. Анализ технических решений при проектировании турбулентного лидара // Оптика атмосф. и океана. 2022. Т. 35, № 9. С. 766–776. DOI: 10.15372/AOO20220910; Razenkov I.A. Engineering and technical solutions when designing a turbulent lidar // Atmos. Ocean. Opt. 2022. V. 35, N S1. P. S148–S158.
7. Разенков И.А. Эвристический подход к определению структурной характеристики C_n^2 из лидарных данных // Оптика атмосф. и океана. 2022. Т. 35, № 3. С. 195–204. DOI: 10.15372/AOO20220304; Razenkov I.A. A heuristic approach to defining the structure parameter of the refractive index of the atmosphere from turbulent lidar data // Atmos. Ocean. Opt. 2022. V. 35, N 4. P. 345–354.
8. Воробьев В.В. О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 10. С. 870–875; 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.
9. Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere / C. Weitkamp (ed.). Berlin: Springer, 2005. 443 p.
10. Donovan D.P., Whiteway J.A., Carswell A.I. Correction for nonlinear photon-counting effects in lidar systems // Appl. Opt. 1993. V. 32. P. 6742–6753.
11. Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория вероятностей и ее инженерные приложения. 2-е изд. М.: Высшая школа, 2000. 480 с.
12. Хмелевцов С.С., Цвык Р.Ш. Флуктуации интенсивности лазерного луча при распространении в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 1. С. 146–148.
13. Wang T., Ochs G., Clifford S. Saturation-resistant optical scintillometer to measure C_n^2 // J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. P. 334–338.

I.A. Razenkov. Turbulent lidar measurement technique and comparison with ground-based observations.

The history of the creation of a turbulent lidar at IAO SB RAS began 11 years ago, when, with the help of a bulky laboratory installation, it was first experimentally possible to register the backscatter enhancement (BSE) effect in a turbulent atmosphere. Subsequently, a number of design solutions were proposed to improve the lidar, which made it possible to reduce dimensions and increase reliability. The main features of the lidar design are: the coincidence of the optical axes of the transmitter and receiver; the presence of an additional receiving channel; operation in the photon counting mode with the accumulation of echo signals. The experimental technique using a turbulent lidar, which is a new type of laser locator, is described. An algorithm is given for determining the profile of the structural characteristic of turbulent fluctuations of the refractive index of air from the ratio of echo signals. The experimental verification of the technique was performed and the lidar data were compared with the readings of a solar radiometer and a scintillometer. In the future, the development of turbulent lidar technology will allow remote monitoring of the turbulence intensity in the atmospheric boundary layer from the ground, for example, on the glide path at airports; detecting clear air turbulence (CAT) in advance from aircraft, etc.