

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 535.361.551:511.6:621.371

Турбулентный лидар. II. Эксперимент

И.А. Разенков*

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

Поступила в редакцию 19.06.2017 г.

В первой части статьи были изложены принципы построения турбулентного лидара и дано описание двух действующих модификаций систем УОР-2 и УОР-3. Во второй части представлены результаты натурных экспериментов на горизонтальных трассах. Лидар УОР-2 работал на 2-километровой трассе совместно с независимым измерителем — датчиком дрожания изображения (ДДИ). Лидар УОР-3 работал на горизонтальной трассе длиной 26 км. На лидаре УОР-2 были поставлены эксперименты, направленные на изучение формы пика усиления обратного рассеяния. В наших экспериментах полуширина пика составила 6,5 мкрад. Проведено зондирование апертурами разного размера. Получена экспериментальная зависимость изменения фактора q влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике в зависимости от размера приемной апертуры, которая удовлетворительно согласуется с формулой Воробьева. Представлены результаты зондирования и обращения лидарных данных в структурную постоянную «оптической» турбулентности C_n^2 с применением приближения Воробьева для однородной турбулентности. Дальность зондирования лидаром УОР-3 составила ~10 км. Корреляция между лидарными данными и данными ДДИ была 0,7–0,8. Зондирование показало, что даже горизонтальная трасса не является статистически однородной, поэтому в дальнейшем при решении обратной задачи локационного зондирования турбулентности следует применять более сложные процедуры восстановления структурной характеристики C_n^2 .

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, усиление обратного рассеяния, лидар; atmospheric turbulence, backscatter amplification effect, lidar.

Введение

В первой части работы [1] изложен подход к разработке турбулентного лидара на основе эффекта усиления обратного рассеяния. Турбулентный лидар — это специальный аэрозольный двухканальный микроимпульсный лидар с расширением пучка через приемный телескоп. Система представляет собой стабильную конструкцию с небольшими апертурами на базе афокального телескопа, безопасна для глаз, работает в режиме счета фотонов, имеет динамический диапазон 60 дБ и способна в автоматическом режиме производить продолжительные непрерывные наблюдения. В лидаре осевой приемный канал точно совмещен с передатчиком, а второй внеосевой приемный канал располагается рядом. Было предложено две схемы технической реализации лидара: № 1 с разнесением приемных каналов и № 2 с совмещением каналов.

В Институте оптики атмосферы были созданы две версии турбулентного лидара: УОР-2 (2014 г.) и УОР-3 (2015 г.). В [1] дано описание обеих конструкций, одна из которых (УОР-2) [2] постоянно работает по горизонтальной 2-километровой трассе совместно с датчиком дрожания изображения (ДДИ) [3]. Там же описана процедура калибровки турбулент-

ного лидара и предложен алгоритм определения структурной постоянной «оптической» турбулентности C_n^2 вдоль однородной трассы зондирования, основанный на асимптотическом решении Воробьева [4, 5].

1. Схема эксперимента и датчик дрожания изображения

Все измерения проводились в г. Томске. Для лидара УОР-2 была организована 2-километровая трасса (рис. 1). Оба лидара УОР-2 и УОР-3 располагались в здании института, который стоит на холме высотой 100 м, поэтому трасса лидара УОР-2 имела слабый отрицательный наклон ~3°. Лазерный луч был направлен на экран, закрепленный на крыше 10-этажного здания. Трасса зондирования УОР-2 проходила над пересеченной местностью и, вероятно, не всегда была статистически однородной. Трасса лидара УОР-3 могла быть выбрана в любом направлении в секторах ~45° по горизонтали и вертикали. Эхосигналы УОР-3 регистрировались на расстояниях до 26 км. Установки размещались в соседних помещениях. Зондирование осуществлялось через оконные стекла.

Для независимых измерений интенсивности турбулентности на трассе был установлен ДДИ [3]. В качестве объекта его наблюдения использовался

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

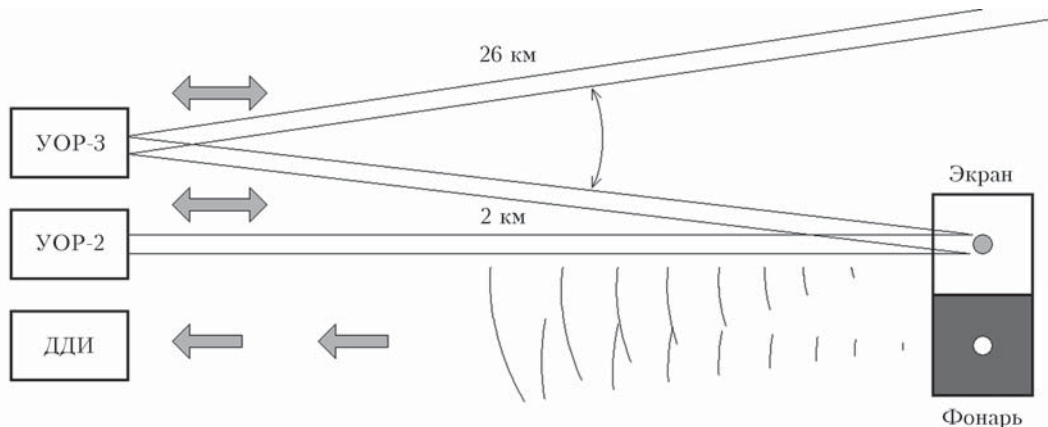


Рис. 1. Схема эксперимента. Трасса лидара УОР-2 совпадает с 2-километровой трассой датчика дрожания изображения ДДИ; трасса УОР-3 может быть выбрана в зависимости от задачи

белый матовый фонарь диаметром 80 мм с постоянной подсветкой. Фонарь был закреплен в центре черного экрана на крыше здания. Рядом с лидаром располагался приемный 100-миллиметровый телескоп ДДИ с фокусным расстоянием 1 м. В фокусе телескопа находилась ПЗС-матрица от недорогой вебкамеры с частотой записи кадров 15 Гц, которая регистрировала смещения центров тяжести изображений фонаря ДДИ и пятна лазерного пучка УОР-лидара. Датчик работал непрерывно днем и ночью.

Дисперсия дрожания σ_0^2 определялась по изменению положения центра тяжести изображения фонаря в заданной области слежения. Экспозиция и усиление камеры контролировались автоматически, яркость и контраст – программно. Область слежения (часть кадра) автоматически перемещалась программой для компенсации регулярной рефракции, которая в течение суток могла достигать ~1 м.

На рис. 2 представлены два кадра с камеры ДДИ, записанные утром (а) в спокойной атмосфере и днем (б) при умеренной турбулентности. Также показаны три кадра с изображениями лазерного пятна (в) и фонаря (з). Лазерный пучок УОР-2 смещается относительно фонаря и уширяется при

распространении до экрана. Пятно от лазера видно на светлой части экрана слева от фонаря на рис. 2, а. В темное время суток одновременно определялось дрожание изображений лазерного пятна и фонаря.

Для расчета характеристики «оптической» турбулентности C_n^2 из показаний датчика дрожания изображения мы воспользовались известной формулой [6]:

$$C_n^2 = \sigma_0^2 D^{1/3} / (1,1x), \quad (1)$$

где σ_0^2 – дисперсия дрожания центра тяжести изображения; D – диаметр приемника ДДИ; x – длина трассы.

Эффективная толщина однородной турбулентной атмосферы характеризуется универсальным параметром [7]:

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

который представляет относительные флуктуации интенсивности (индекс мерцания). Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны.

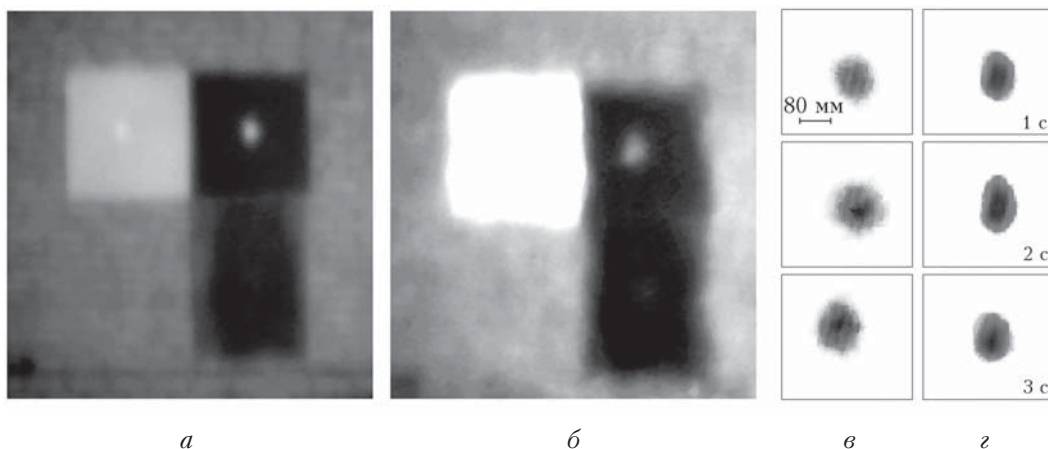


Рис. 2. Изображения экрана и фонаря ДДИ в 07:00 (а) и 14:00 (б); изображения лазерного пятна УОР-2 (пучок 70 мм, трасса 2 км) (в) и фонаря ДДИ (з), записанные с интервалом 1 с в 22:00 21.04.2017 г.

2. Дисперсия смещения лазерного пучка

Решение обратной задачи определения структурной постоянной C_n^2 «оптической» турбулентности из лидарных сигналов было получено при условии применимости модели сферической волны для лазерного пучка [4, 5]. В работе [8] было показано, что на дистанции больше $40F$ (F – расстояние до мнимого фокуса) расходящийся лазерный пучок можно полагать сферической волной.

В нашем эксперименте на 2-километровой трассе лазерный пучок был направлен на светлый диффузный экран. Яркое пятно от лазерного пучка перемещалось по экрану случайным образом. Пусть σ_1^2 – дисперсия случайных смещений лазерного пучка на конце трассы. Приемник ДДИ (телескоп с камерой) располагался рядом с лидаром, т.е. на расстоянии 2 км от экрана, регистрировал дисперсию σ_2^2 смещения центра тяжести лазерного пятна на экране и аналогичную дисперсию σ_0^2 дрожания фонаря. Можно предположить, что для неподвижного лазерного пятна на экране дисперсия σ_2^2 не должна отличаться от дисперсии σ_0^2 дрожания фонаря ДДИ. Для подвижного лазерного пятна на экране дисперсия σ_2^2 должна быть больше на величину σ_1^2 , если случайные процессы «туда» σ_1^2 и «обратно» σ_0^2 – статистически независимые:

$$\sigma_2^2 = \sigma_1^2 + \sigma_0^2. \quad (3)$$

Известно, что дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны, т.е. лазерного пучка, больше дисперсии для сферической волны [8], а их отношение на малых расстояниях от источника может достигать 3 [7]. С увеличением расстояния это отношение уменьшается и стремится к единице, поэтому начиная с некоторого расстояния *лазерный пучок можно рассматривать как сферическую волну*. Очевидно, что при этом дисперсия смещения центра тяжести пучка σ_1^2 не должна существенно отличаться от σ_0^2 фонаря ДДИ. Тогда из выражения (3) следует, что $\sigma_2^2/\sigma_0^2 = 2$.

На рис. 3 показано отношение дисперсии смещения пучка на экране к дисперсии дрожания фонаря в зависимости от структурной характеристики C_n^2 , рассчитанной из показаний ДДИ по формуле (1). Данные были получены в темное время суток, когда изображение лазерного пятна на камере имеет высокий контраст. В этом эксперименте использовался лидар УОР-2 и ДДИ; лидарная трасса проходила на расстоянии 0,3 м от трассы ДДИ вблизи лидара и на расстоянии 1 м вблизи фонаря.

Полученный результат показывает, что при ослаблении (уменьшении интенсивности турбулентности) отношение дисперсий растет: $\sigma_2^2/\sigma_0^2 = 2$ при $C_n^2 \approx 7 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$. Оценка эффективной толщи однородной турбулентной атмосферы β_0^2 на трассе длиной 2 км дает значение $\sim 0,2$. Заметим, что для лазерного излучения длина трассы в два раза больше, поэтому $\beta_0^2 \approx 0,6$. При возрастании интенсивности турбулентности отношение дисперсий

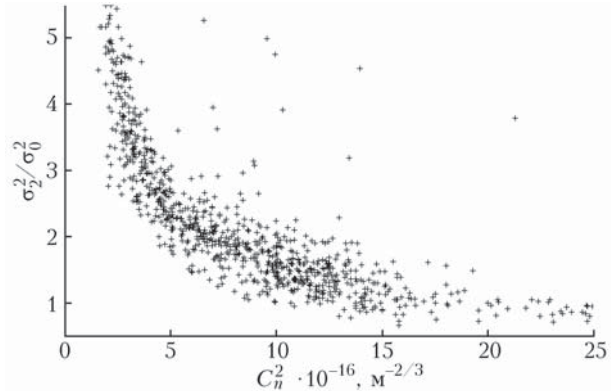


Рис. 3. Отношение дисперсий дрожания лазерного пятна на экране и фонаря ДДИ относительно структурной характеристики C_n^2 (трасса 2 км, ночные данные 17–25.04.2017 г.)

дрожания пучка и фонаря стремится к единице ($C_n^2 \geq 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $\beta_0^2 \geq 0,5$). При этом для лазерного пучка $\beta_0^2 \geq 1,7$.

3. Измерение пика усиления обратного рассеяния

При распространении узкого пучка в турбулентной атмосфере на его оси происходит локальное повышение интенсивности рассеянного назад излучения за счет деформации индикатрисы обратного рассеяния. Мы предположили, что если во время наблюдения производить сканирование и усреднение, то можно обнаружить и исследовать пик усиления обратного рассеяния. В идеальном случае для регистрации пика нужен точечный источник и, следовательно, бесконечно тонкий пучок [9]. Практически это неосуществимо, тогда мы поступили следующим образом. Для проведения эксперимента в лидаре УОР-2 [1] было удалено вторичное зеркало телескопа, чтобы узкий лазерный пучок, минуя телескоп, уходил в атмосферу и на конце 2-километровой трассы упирался в экран, как это изображено на рис. 4, а.

Зондирующий пучок 1 был сфокусирован и на выходе имел диаметр 5 мм. Перед лидаром был установлен специальный сканер, состоящий из светоделительной пластинки 3, миниатюрного сканирующего линзового объектива 4 с апертурой 5 мм, светового волокна 5 и фотоприемника 6. Моторизованная платформа (на рисунке не показана) последовательно перемещала объектив 4 на 50 мм вперед и назад. Шаг сканирования был выбран равным 2,5 мм, время накопления сигнала в каждой точке составляло 100 с, на один скан требовалось 34 мин. Объектив 4 принимал эхосигнал от диффузного экрана 2 на расстоянии 2 км.

На рис. 4, б представлены два скана через центр зондирующего пучка, записанные 30.09.2017 г. в 07:20 (квадраты) и в 10:30 (кружки). Профили нормированы на первое значение, отстоящее от оси пучка на 45 мм. Фактор усиления N_0 [1] примерно в 08:00 составил 1,5, а спустя три часа уже возрос

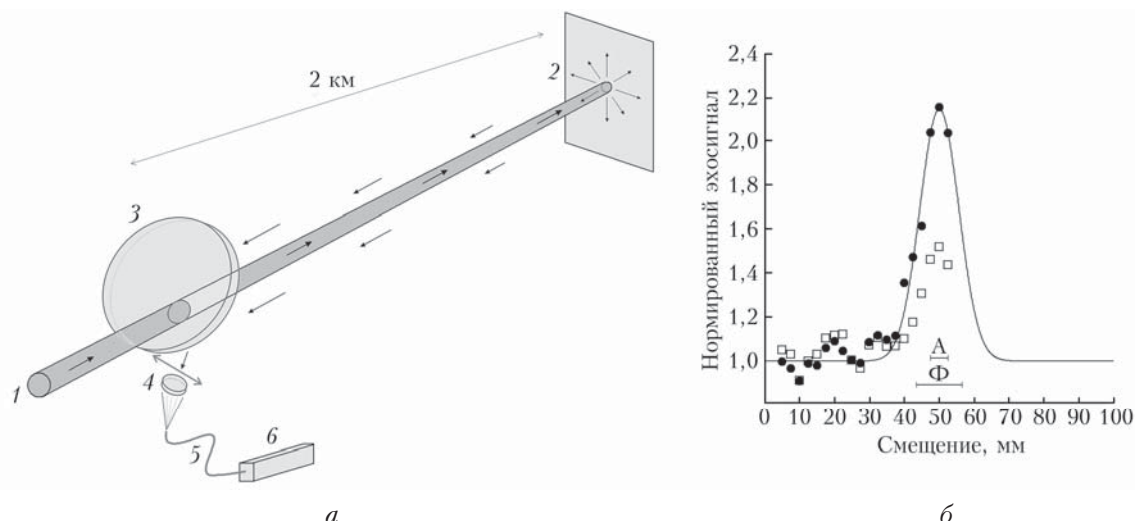


Рис. 4. Схема эксперимента (а): 1 – лазерный пучок (5 мм); 2 – экран; 3 – светоделитель; 4 – сканирующий объектив; 5 – световолокно; 6 – фотоприемник. Результат сканирования пика усиления обратного рассеяния (б): квадраты – 07:20...07:54, 30.09.2017 г.; кружки – 10:30...11:04, 30.09.2017 г.; сплошная кривая – гауссова аппроксимация; А – размер приемной апертуры (5 мм); Φ – масштаб Френеля (13 мм) (лидар УОР-2, трасса 2 км)

до 2,2. Сплошная кривая на рис. 4, б – гауссова аппроксимация второго скана. Полуширина гауссовой кривой составляет ~ 13 мм, а ширина пика по основанию равна ~ 30 мм. Прямыми отрезками показаны два размера – А и Φ : А = 5 мм, т.е. соответствует диаметру лазерного пучка и приемной апертуре; Φ = 13 мм и соответствует масштабу Френеля. Заметим, что в нашем эксперименте полуширина пика усиления обратного рассеяния оказалась равной масштабу Френеля. Можно также предположить, что в действительности ширина пика может оказаться еще меньше из-за конечных размеров зондирующего пучка и приемника.

Появление пика усиления на оси лазерного пучка происходит за счет перераспределения рассеянной мощности [9], по этой причине вокруг пика должно быть кольцо с интенсивностью ниже среднего уровня. Благодаря большому размеру контраст кольца существенно меньше контраста пика, поэтому в эксперименте надежно зафиксировать кольцо не получилось. Возможно, это удастся сделать в будущем.

4. Зависимость фактора q от размера апертуры

Для случая статистически однородной турбулентной среды Воробьевым было получено приближение [4] для фактора влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике:

$$q(x, R_a, C_n^2) = \frac{0,49 C_n^2 k_0^{7/6} x^{11/6}}{\left[1 + 0,4 R_a^2 / r_F^2(x)\right]^{7/6}}, \quad (4)$$

где x – расстояние от лидара; R_a – радиус приемной апертуры; $r_F(x) = \sqrt{x/k_0}$ – масштаб Френеля.

Из выражения (4) следует, что при зондировании апертурами разного размера R_a и R_0 отношение факторов q не зависит от интенсивности турбулентности и подчиняется закону

$$\frac{q(x, R_a)}{q(x, R_0)} = \left[\frac{1 + 0,4 R_a^2 / r_F^2(x)}{1 + 0,4 R_0^2 / r_F^2(x)} \right]^{-7/6}. \quad (5)$$

Для экспериментальной проверки формулы (5) мы использовали лидар УОР-2, в котором предусмотрено автоматическое изменение приемопередающей апертуры R_a [1]. Для этого перед телескопом в осевом канале был установлен диск с восемью отверстиями радиусом: 5; 7; 10; 12; 15; 17; 25 и 35 мм. Во время измерений все восемь апертур сменяли друг друга за один оборот диска. Время накопления эхосигналов составляло 10 мин, а полный цикл, т.е. один оборот диска, занимал 80 мин. При смене апертур мощность зондирующего пучка изменялась, но после нормировки эхосигнала осевого приемного канала на эхосигнал внеосевого канала отношение сигналов уже не зависело от посылаемой в атмосферу мощности. Изменение площади приемной антенны осевого канала при смене апертур учитывалось во время обработки.

В начале 2017 г. было проведено несколько серий измерений, в которых было записано несколько сотен циклов. Наблюдения производились круглосуточно при ясной погоде. Затем данные анализировались и часть из них отбраковывалась, если турбулентный режим существенно изменялся в течение цикла наблюдений. На рис. 5 приведены две характерные записи циклов, полученные при разных значениях интенсивности турбулентности. Сплошной линией показано относительное изменение фактора q , рассчитанное по формуле (5), где в качестве R_0 = 35 мм была выбрана максимальная апертура из набора. При сильной турбулентности (кружки) экспериментальные данные ложатся на

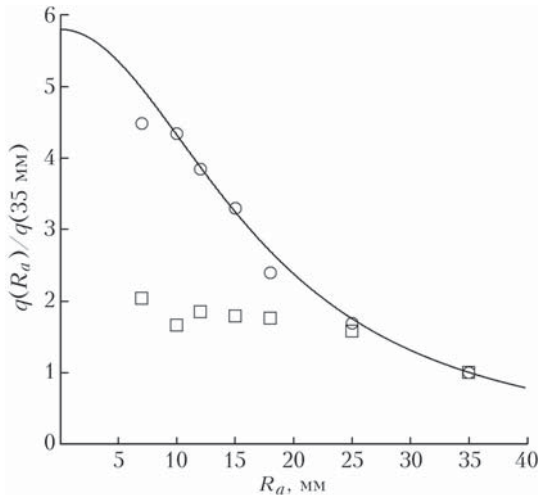
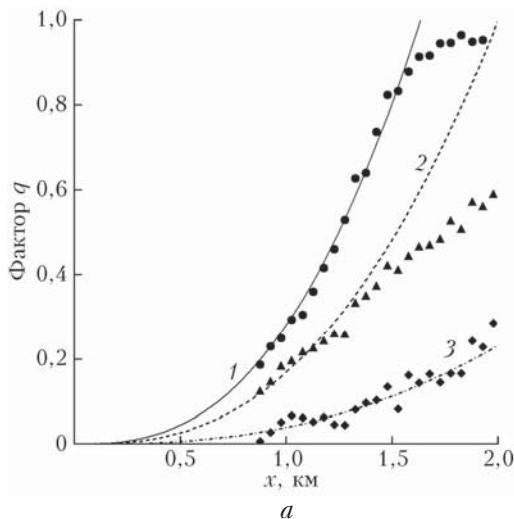


Рис. 5. Зависимость фактора q от размера апертуры R_a . Расчет по формуле Воробьева (сплошная кривая). Данные зондирования лидаром УОР-2: сильная турбулентность (кружки) – 12:07...13:27, 29.01.2017 г.; слабая турбулентность (квадраты) – 21:28...22:48, 29.01.2017 г. (длина трассы 1,65 км)

теоретическую кривую. В условиях слабой турбулентности (квадраты) экспериментальные данные оказываются ниже теоретической кривой. Это не удивительно, так как формула (4) является асимптотикой [4].

5. Данные лидара УОР-2 (2-километровая горизонтальная трасса)

Лидар УОР-2 с 2014 г. работает по горизонтальной 2-километровой трассе [2]. Для него существует геометрическая «мертвая» зона, поэтому экспериментальный профиль фактора q начинается с дистанции 0,8 км. На рис. 6, а показаны три профиля и три соответствующих кривых, рассчитанных



по формуле Воробьева (4) с использованием процедуры, предложенной в [1]. Процедура предусматривает построение функционала отклонения расчетного профиля фактора q от реального и его минимизацию с помощью подбора подходящего C_n^2 . При расчете функционала шаг изменения C_n^2 был задан равным $10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$. Для профиля 1 начиная с 1,5 км наблюдается насыщение усиления на уровне $\sim 0,9$. На участке трассы от 0,9 до 1,25 км получена оценка $C_n^2 = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Для профиля 2 фактор $q \approx 0,6$ на конце трассы, $C_n^2 = 2,8 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой 2 наблюдается после 1,3 км. Последний профиль 3 на конце имеет значение $\sim 0,2$, совпадает с расчетной кривой 3, и $C_n^2 = 5,3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$.

Перепишем формулу Воробьева (4) для фактора q с учетом выражения (2) для параметра β_0^2 :

$$q(x, R_a, \beta_0^2) = \frac{0,4\beta_0^2(x)}{[1 + 0,4R_a^2/r_F^2(x)]^{7/6}} \quad (6)$$

Графики на рис. 6, а представим как функции параметра β_0^2 . На рис. 6, б приведены те же самые профили, что и на рис. 6, а, в зависимости от β_0^2 , который представляет относительные флуктуации интенсивности на заданной дистанции. Профили фактора q 1 и 2 уходят в насыщение при разных значениях β_0^2 , т.е. при разных уровнях флуктуаций интенсивности. Этот факт позволяет предположить, что фактор q влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике зависит не только от флуктуаций интенсивности.

Профили на рис. 6 были взяты из реализации, часть которой показана на рис. 7. Кружки на рис. 7, а соответствуют фактору q , пунктиром нанесены значения дневного фона в относительных единицах. Погода была облачная, поэтому в дневное время фактор q не превышал 0,3. Ночью 25.02.2017 г. фактор q повышался до 1,3. Время накопления 5 мин, апертура лидара 50 мм, длина трассы 2 км.

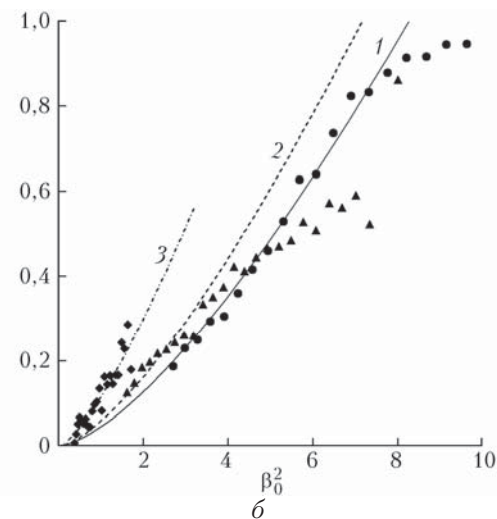


Рис. 6. Профили фактора q (значки) и приближение по Воробьеву (кривые): кружки и кривая 1 – $C_n^2 = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (01:10, 25.02.2017 г.); треугольники и кривая 2 – $C_n^2 = 2,8 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (05:10, 25.02.2017 г.); квадраты и кривая 3 – $C_n^2 = 5,3 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ (01:40, 24.02.2017 г.) (лидар УОР-2, $2R_a = 50$ мм)

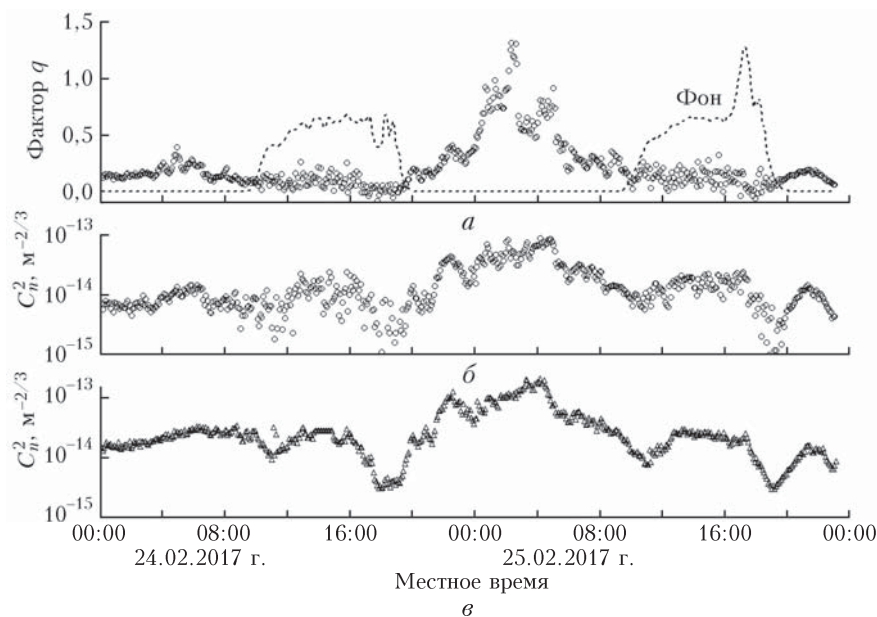


Рис. 7. Временные ряды фактора q (кружки) и фона (пунктир) (а); восстановленная из лидарных данных (б) и полученная из показаний ДДИ характеристика C_n^2 (в) (лидар УОР-2, трасса 2 км, запись 24–25.02.2017 г.)

Временная последовательность характеристики C_n^2 , восстановленной по Воробьеву, приведена на рис. 7, б. Максимальное значение $C_n^2 = 7,6 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ было получено в 04:00 (25.02.2017 г.). Дневные значения C_n^2 не превышали $2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Характеристика C_n^2 , восстановленная из данных ДДИ, представлена на рис. 7, в. Коэффициент линейной корреляции между значениями C_n^2 лидара УОР-2 и ДДИ на рис. 7 составил 0,82. Восстановленные из лидарных данных значения C_n^2 в среднем на 45% меньше соответствующих значений C_n^2 , полученных из показаний ДДИ.

6. Данные лидара УОР-3 (горизонтальная трасса)

Описание лидара УОР-3 дано в [1]. В апреле 2017 г. лидар непрерывно работал по горизонтальной трассе. Время накопления данных составляло 5 мин; регистрация эхосигнала производилась на расстояниях до 26 км; в лидаре было три приемных канала. В осевом канале был установлен оптический делитель, который разводил центральную часть пучка (сигнал P_1) и кольцевую часть (сигнал P_2). Внеосевой канал (сигнал P_3) отстоял от осевого на 200 мм. Ниже приведены типичные профили всех эхосигналов, записанные в ясную погоду (рис. 8) при слабой (а) и умеренной (б) турбулентности.

Использование трех приемников позволило одновременно реализовать три варианта зондирования по схемам № 1 и 2, описанным в [1]. В 1-м варианте (схема № 1 с разнесением, эффективный радиус апертуры $R_{\text{эфф}} = 13 \text{ мм}$) определялось отношение $q_1 = P_1/P_3$; во 2-м варианте (схема № 1 с разнесением, $R_{\text{эфф}} = 30 \text{ мм}$) — отношение $q_2 = (P_1 + P_2)/P_3$; в 3-м варианте (схема № 2 с совмещением, $R_{\text{эфф}} = 13 \text{ мм}$) — отношение $q_3 = P_1/P_2$.

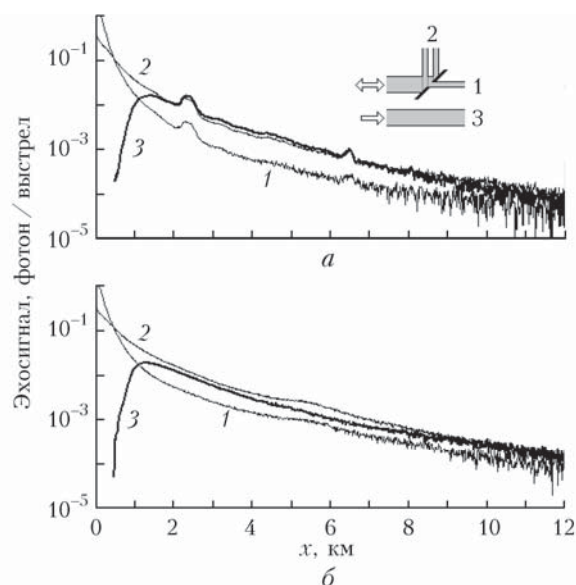


Рис. 8. Эхосигналы лидара УОР-3 при слабой (22:30, 7.04.2017 г.) (а) и при умеренной (02:40, 22.04.2017 г.) турбулентности (б): 1 — сигналы осевого канала 1; 2 — сигналы внеосевого канала 2 для схемы № 2; 3 — сигналы внеосевого канала 3 для схемы № 1

Зондирование производилось по горизонтальной трассе в условиях пересеченной местности и городской застройки, поэтому турбулентные условия не были статистически однородными. Были записаны тысячи реализаций, десятки были проанализированы. Наблюдались разные профили q . В качестве примера на рис. 9 приведены профили фактора q для 1-го и 3-го вариантов зондирования. Экспериментальные данные показаны крестиками, приближение по Воробьеву — кривой, рассчитанной для однородной турбулентной среды по экспериментальным данным в интервале от 2 до 3 км.

Профили фактора q на рис. 9, полученные в эксперименте по схемам зондирования с разнесением и совмещением приемных каналов, отличаются друг от друга по величине и по форме. Это можно объяснить разницей в диаграммах приемников, которые в разнесенной схеме полностью независимы. В совмещенной схеме приемники регистрируют эхосигнал с одной и той же апертуры, но

с разным весом по углу прихода. Осовой канал имеет максимум чувствительности при угле π , а чувствительность внеосевого приемного канала в таком случае минимальная [1].

Пример 36-часовой реализации зондирования турбулентности лидаром УОР-3 на горизонтальной трассе показан на рис. 10. Обращение лидарных данных (фактор q) в структурную постоянную C_n^2

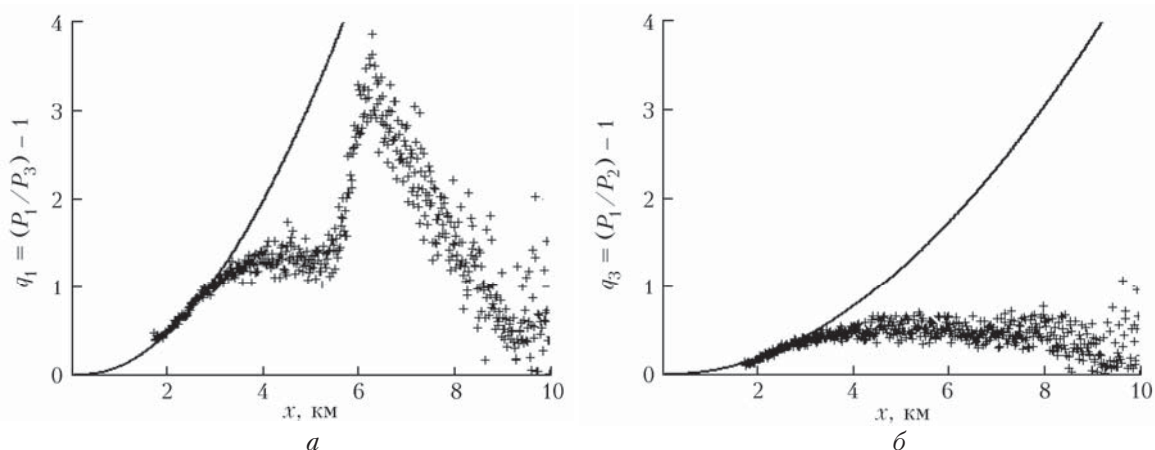


Рис. 9. Профили фактора q для разнесенной схемы № 1 (а) и для совмещенной схемы № 2 (б): крестики – экспериментальные данные (05:00, 16.04.2017 г.), кривая – приближение по Воробьеву (лидар УОР-3, $R_{эфф} = 13$ мм, $C_n^2 \approx 10^{-14}$ м^{-2/3})

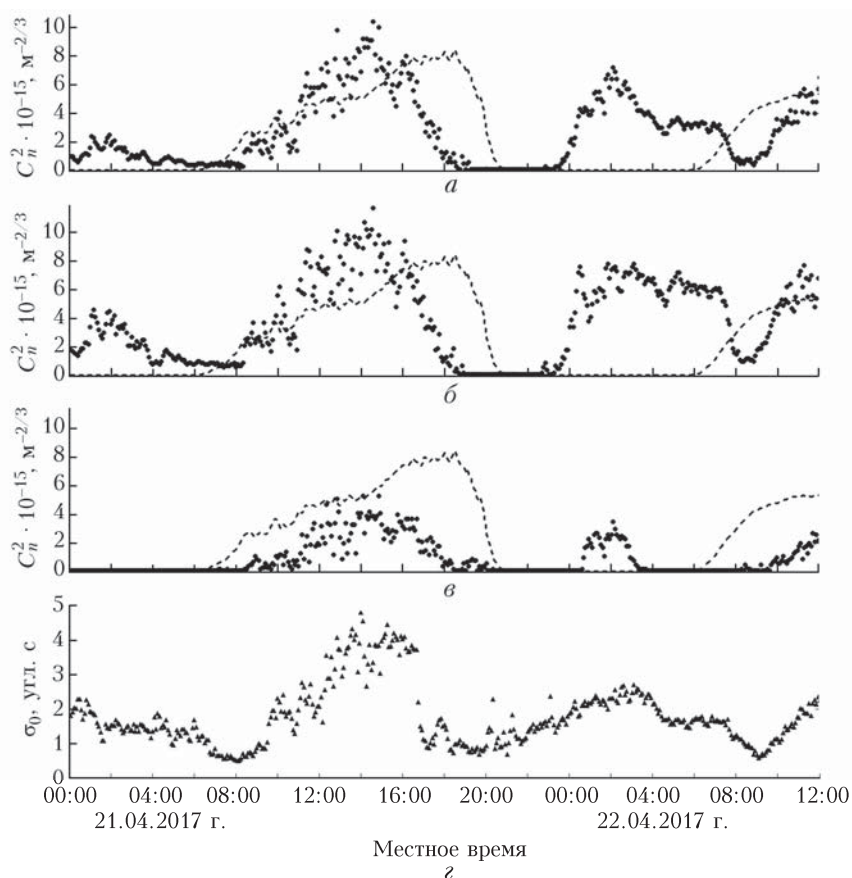


Рис. 10. Временные ряды фона (пунктир) и восстановленной по Воробьеву характеристики C_n^2 (точки): схема № 1, $q_1 = P_1/P_3$, $R_{эфф} = 13$ мм (а); схема № 1, $q_2 = (P_1 + P_2)/P_3$, $R_{эфф} = 30$ мм (б); схема № 2, $q_3 = P_1/P_2$, $R_{эфф} = 13$ мм (в); СКО датчика дрожания на трассе 2 км (г) (лидар УОР-3, запись 21–22.04.2017 г.)

(точки) производилось по формуле Воробьева (4) с помощью процедуры, предложенной в [1]. Интенсивность фоновой засветки фотодетектора в произвольных единицах показана пунктирной кривой.

В эксперименте одновременно были реализованы три варианта определения фактора q влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике. Схема зондирования № 1 с разнесением каналов для апертур 26 (а) и 60 мм (б) дает близкие значения C_n^2 . Схема № 2 с совмещением приемных каналов (в) дает примерно в 2 раза меньшие значения, возможно, потому, что решение Воробьева (4) было получено для лидарной схемы с разнесением каналов [2, 4].

На рис. 10 показано, что интенсивность турбулентности имела два суточных максимума — наибольший наблюдался днем в 14:00 ($C_n^2 \approx 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$), а ночной — в 02:00 ($C_n^2 \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$). Минимальные значения зафиксированы на рассвете в 08:00 и на закате в 20:00 ($C_n^2 \approx 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$).

Параллельно с лидаром производились независимые измерения интенсивности турбулентности датчиком дрожания изображения. На рис. 10, г приведены значения случайного смещения изображения фонаря ДДИ, который работал на 2-километровой трассе. Трасса лидара УОР-3 была строго горизонтальной и располагалась выше трассы ДДИ, так как лидар находился на холме (100 м), а фонарь ДДИ располагался на крыше 10-этажного здания в низине. На рис. 10, а–в все три полученные значения характеристики C_n^2 коррелируют с СКО σ_0 на рис. 10, г. Соответствующие коэффициенты корреляции между C_n^2 и дисперсией дрожания фонаря σ_n^2 составили 0,81; 0,74 и 0,76.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований турбулентными лидарами УОР-2 и УОР-3 на горизонтальных трассах. Одновременно с лидаром УОР-2 на 2-километровой трассе производились независимые измерения интенсивности турбулентности датчиком дрожания изображения. Корреляция между дисперсией датчика дрожания и фактором q влияния турбулентности на эхосигнал лидара регулярно фиксировалась на уровне 0,7–0,8.

Отношение дисперсий дрожания изображения лазерного пятна на экране и фонаря датчика дрожания изображения на трассе длиной 2 км зависело от интенсивности турбулентности. При усилении турбулентности отношение дисперсий стремилось к единице.

Лидаром УОР-2 с помощью специального сканера с объективом малого размера были проведены прямые измерения формы пика усиления обратного рассеяния от диффузного экрана. Регистрируемая полуширина пика усиления обратного рассеяния оказалось равной масштабу Френеля (13 мм) на трассе 2 км и, следовательно, угловой размер пика составил 6,5 мкрад. В зависимости от интенсивности турбулентности интенсивность пика изменялась от 0 до 2,2.

Были поставлен эксперимент последовательно зондирования апертурами разного размера от 10 до 70 мм, получены значения фактора q и проведено сравнение с теорией, которое показало удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических данных.

Измерения на горизонтальной трассе лидаром УОР-3 продемонстрировали возможность зондирования турбулентности до дистанции ~ 10 км при 5-минутном накоплении эхосигналов. Экспериментальные профили фактора q показали, что турбулентная среда над городом часто статистически неоднородна. В связи с этим при решении обратной задачи локационного зондирования турбулентности нужно применять более сложные процедуры восстановления структурной характеристики C_n^2 по данным измерения фактора усиления обратного рассеяния [4, 5].

Автор благодарит А.И. Надеева и Н.Г. Зайцева за техническую поддержку при создании системы регистрации и признателен А.Г. Виноградову за интересную дискуссию и обсуждение результатов.

Работа выполнена по проекту РФФИ № 16-42-700072 Р_А.

1. Разенков И.А. Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48.
2. Банах В.А., Разенков И.А. Лидарные измерения усиления обратного рассеяния // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120, № 2. С. 339–348.
3. Разенков И.А. Малозатратный постоянного действия датчик дрожания изображения с базой 2 км // Сб. докл. XXII Междунар. симпоз. «Оптика атмосф. и океана. Физика атмосферы». [Электронный ресурс – 1 CD-ROM]. ISBN 978-5-94458-159-4. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2016. С. В241–В244.
4. 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.
5. Воробьев В.В. О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // Оптика атмосф. 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.
6. Коняев П.А., Ботыгина Н.Н., Антошкин Л.В., Емалеев О.Н., Лукин В.П. Об измерении структурной характеристики показателя преломления атмосферы пассивными оптическими методами // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 8. С. 738–741; Konyaev P.A., Botygina N.N., Antoshkin L.V., Emaleev O.N., Lukin V.P. Passive optical methods in measurement of the structure parameter of the air refractive index // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 6. P. 522–525.

7. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
8. Воробьев В.В., Виноградов А.Г. Влияние фоновой турбулентности в лидарных исследованиях турбулентности ясного неба // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 12. С. 1015–1022; Vorob'ev V.V., Vinogradov A.G. Effect of background turbulence in lidar investigations of clear air turbulence // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 2. P. 134–141.
9. 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.
10. Banakh V.A., Rassenkov I.A. Refractive turbulence strength estimation based on the laser echo signal amplification effect // Opt. Lett. 2016. V. 41, N 19. P. 4429–4432.
11. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.

I.A. Rassenkov. Turbulent lidar. II. Experiment.

Results of field experiments at horizontal paths with the use of BSA-2 and BSA-3 turbulent lidars, principles and design of which have been described in the first part, are presented. Lidar BSA-2 operated at 2 km path together with the independent image jitter sensor (IJS). Lidar BSA-3 operated at a horizontal 26 km path. Lidar BSA-2 was used in the experiments aimed at the study of the shape of the backscatter amplification peak; the sounding was done with apertures of different sizes. The experimental dependence of the q -factor of the effect of turbulence depending on the size of the receiving aperture is derived, which agrees satisfactorily with V.V. Vorob'ev's formula. The lidar sounding data and results of the data conversion into the structure constant of the "optical" turbulence C_n^2 with the use of V.V. Vorob'ev approximation for homogeneous turbulence are presented. The sounding range was ~ 10 km. The correlation between lidar and image jitter sensor data is 0.7–0.8. The sounding in urban environment showed that the horizontal path is not statistically homogeneous; therefore, more complex procedures should be used for retrieval of the structure characteristic C_n^2 in the future when solving the inverse problems of lidar sounding of turbulence.