

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 535.361.551:511.6:621.371

Оценка интенсивности турбулентности из лидарных данных

И.А. Разенков*

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

Поступила в редакцию 9.12.2019 г.

Показан способ оценивания интенсивности структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 на основе данных двухканального турбулентного аэрозольного лидара, работающего на эффекте увеличения обратного рассеяния (УОР). Предлагается использовать приближение В.В. Воробьева, которое для случая однородной турбулентности определяет зависимость C_n^2 от отношения эхосигналов. Основанием для этого послужили экспериментальные данные, из которых следует, что эффект УОР возникает в относительно небольшой области пространства вблизи рассеивающего объема. Приводятся результаты зондирования для горизонтальной трассы.

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

Введение

Эффект увеличения обратного рассеяния (УОР) в 1972 г. был предсказан теоретически [1, 2], затем подтвержден экспериментально в лаборатории [3] и на короткой приземной трассе [4]. Эффект УОР возникает, когда волна проходит через случайную среду и в результате отражения или рассеяния возвращается обратно тем же путем. Изначально использовался термин «эффект увеличения» [1], а впоследствии — «усиление» [2]. По нашему мнению, первое название более корректно, потому что в результате интерференции и дифракции имеет место перераспределение в пространстве рассеянных световых потоков, а не усиление света как таковое.

Сравнительно недавно, с появлением микроимпульсной лазерной техники, стало возможным практическое использование эффекта УОР и создание простой и надежной лидарной системы, работающей на обратном молекулярном и аэрозольном рассеянии на дистанциях до нескольких километров [5]. Это новый тип лидара, в котором реализован относительно новый способ наблюдения, когда эхосигнал основного приемного канала, подверженный влиянию эффекта УОР, нормируется на эхосигнал дополнительного приемного канала, на который эффект УОР почти не влияет. Данный процесс схематично показан на рис. 1, где основной приемно-передающий канал лидара расположен сверху, а дополнительный приемный канал — внизу. В основной приемный канал приходит рассеянное излучение, траектория которого совпадает с траекторией зондиру-

щего пучка. Траектория пучка дополнительного приемного канала отличается от основного.

Турбулентный лидар работает в режиме счета фотонов [5, 6] и идеально подходит для регистрации эффекта УОР, так как при накоплении эхосигналов автоматически имеет место временное усреднение, без которого эффект не может быть обнаружен [2]. Другая важная особенность турбулентного лидара в том, что приемно-передающая апертура должна быть небольшой и сравнимой по размеру с радиусом Френеля [2, 5]. Отношение основного и дополнительного эхосигналов определяет функцию, называемую фактором q [7], из которой можно получить профиль интенсивности турбулентности, решив обратную задачу [8].

Проблеме теоретического изучения УОР посвящен ряд работ [7–13]. Задача обращения измеренного профиля отношения эхосигналов в структурную постоянную «оптической» турбулентности C_n^2 математически сложна. В [7] приводится интегральное уравнение относительно спектра флуктуаций коэффициента преломления. Асимптотические решения уравнения для точечной и большой апертур выражались через производные от фактора q [8], определение которых на практике затруднено из-за шумов.

Другой подход к решению обратной задачи при зондировании турбулентности ясного неба в тропосфере был предложен А.С. Гурвичем, который для решения интегрального уравнения использовал метод регуляризации, полагая обратную задачу математически некорректной [13]. Упомянутые решения [8, 13] были получены только для слабых флуктуаций интенсивности.

В настоящей работе мы ограничимся довольно простой методикой получения оценки характерис-

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

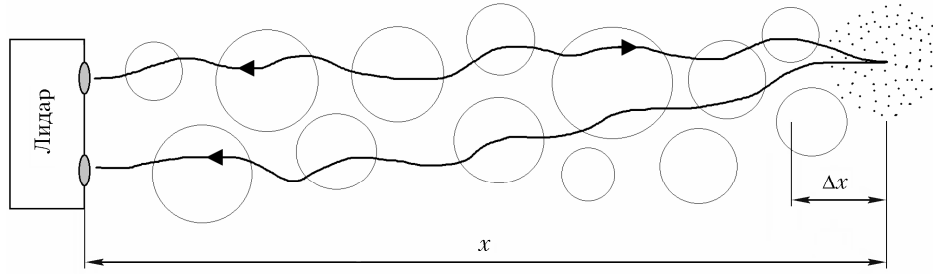


Рис. 1. Участок трассы распространения лазерного пучка от лидара до точки x , в которой происходит рассеяние; Δx – зона активности эффекта УОР

тики C_n^2 . Отношение средних эхосигналов основного и дополнительного приемных каналов турбулентного лидара определяется как

$$\frac{\langle P_1(x, R, C_n^2) \rangle}{\langle P_2(x, R) \rangle} = 1 + q(x, R, C_n^2), \quad (1)$$

где $P_1(x, R, C_n^2)$ – эхосигнал основного приемного канала; $P_2(x, R)$ – эхосигнал дополнительного приемного канала, на который эффект УОР влияния не оказывает; $q(x, R, C_n^2)$ – фактор влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного излучения основного канала; x – расстояние от лидара; R – радиус основной приемно-передающей и дополнительной принимающей апертур. Для случая слабых флуктуаций величина $q(x, R, C_n^2)$ зависит от функции корреляции флуктуаций интенсивности в сферической волне при ее распространении от лидара ($x = 0$) до точки x [12]:

$$q(x, R, C_n^2) = \frac{1}{S} \iint_S B_I(x, \rho, C_n^2) d^2\rho, \quad (2)$$

где S – площадь приемной апертуры радиуса R ; ρ – вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Из интегрального уравнения (2) следует, что каждый участок вдоль пути распространения волны от лидара ($x = 0$) до точки x (рис. 1) должен оказывать влияние на величину $q(x, R, C_n^2)$.

Эффект УОР появляется, когда прямые и обратные лучи проходят через одни и те же неоднородности среды. Согласно принципу обратимости геометрической оптики лучи должны проходить по одному и тому же пути в прямом и обратном направлениях. Пусть луч в турбулентной среде рассеялся строго в обратном направлении, тогда, в соответствии с принципом обратимости геометрической оптики, он должен вернуться в исходную точку. Но в результате дифракции на неоднородностях среды луч может отклониться. При удалении от точки рассеяния отклонение будет увеличиваться, и когда оно станет равным радиусу поперечной когерентности, эффект УОР существенно ослабнет. Из сказанного следует, что влияние УОР должно быть эффективным только вблизи точки рассеяния, т.е. быть локальным, тогда поведение фактора q будет схожим с поведением коэффициента обратного рассеяния β_π , при изменении которого пропорционально меняется эхосигнал. При этом разница между факто-

ром q и коэффициентом β_π заключается в том, что повышение $q(x)$ происходит не в точке рассеяния, а на некотором участке трассы Δx перед этой точкой (рис. 1).

Для функции $q(x, R, C_n^2)$ В.В. Воробьевым было получено приближение [7]:

$$q(x, R, C_n^2) = \frac{0,49 C_n^2 k_0^{7/6} x^{11/6}}{[1 + 0,4 R^2 / r_F^2(x)]^{7/6}}, \quad (3)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $r_F(x) = \sqrt{x/k_0}$ – масштаб Френеля. В последующих формулах аргумент R будем опускать. Формула (3) хорошо описывает поведение функции q в статистически однородной атмосфере ($C_n^2 = \text{const}$) и является приближением для расчета по точным формулам [7]. Из (3) следует, что в статистически однородной атмосфере фактор q с расстоянием растет по закону $\sim x^{11/6}$, и эксперимент это подтверждает [6]. Согласно теории $q(x, C_n^2)$ должен монотонно возрастать при увеличении дистанции x [7]. Если предположение о локальном характере эффекта УОР вблизи точки рассеяния верно, тогда при изменении C_n^2 вдоль трассы зондирования функция $q(x, C_n^2)$ должна изменяться пропорционально C_n^2 . Эксперимент это предположение может подтвердить или опровергнуть.

1. Обоснование метода оценки C_n^2

Пусть трасса зондирования пересекает некую узкую турбулентную зону, в которой наблюдается повышение C_n^2 и, следовательно, фактора q . На рис. 2 показаны две модели профиля C_n^2 – для равномерного случая и для слоя, в котором интенсивность турбулентности на участке трассы от 4 до 12 км возрастает в 4 раза. На рис. 2, б приведен фактор $q(x)$, рассчитанный по формуле (3) и по точным формулам (12)–(13) из [7]. Кривая 2, рассчитанная по приближенной формуле (3), повторяет форму профиля C_n^2 , а кривая 3 монотонно возрастает. Заметим, что расчет по формулам (12)–(13) [7] всегда дает монотонное повышение функции $q(x)$, так как предполагается, что на нее влияет вся трасса зондирования. Для однородной среды расчет по приближенной формуле (3) совпадает с точным расчетом.

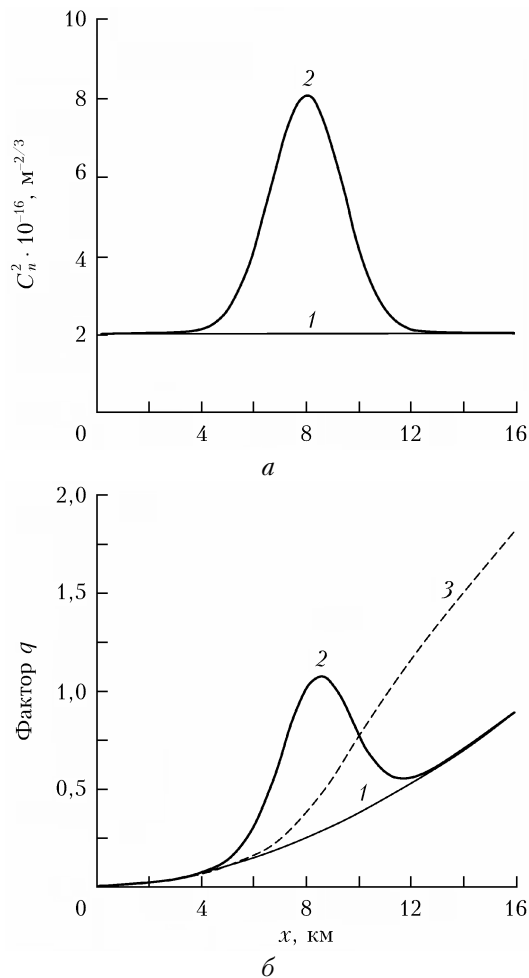


Рис. 2. Модель профиля характеристики C_n^2 для однородной атмосферы (прямая 1) и для слоя, в котором турбулентность усиливается в 4 раза (кривая 2) (а); фактор $q(x)$ для однородной атмосферы (кривая 1) и для указанного слоя, рассчитанный по формуле (3) (кривая 2) и по точным формулам (12)–(13) [7] (кривая 3) (б)

Теперь обратимся к рис. 3, на котором приведен экспериментальный результат, полученный при зондировании турбулентного слоя атмосферы. Работа производилась в течении 5 мин с помощью микроимпульсного турбулентного лидара УОР-4 [14, 15]. В основном приеме-передающем канале лидара использовался 50-миллиметровый телескоп Мерсена на внеосевых параболах, а в дополнительном приемном канале после модернизации стоял 50-миллиметровый линзовый телескоп Галилея. Дополнительный приемный канал отстоял от основного на 150 мм. В лидаре использовался лазер Cobolt с пассивной модуляцией добротности, частотой следования импульсов ~ 7 кГц и средней выходной мощностью ~ 200 мВт. В качестве приемников использовались лавинно-пролетные диоды МРД с фоточувствительной площадкой диаметром 0,1 мм и квантовой эффективностью 49%.

Трасса зондирования имела наклон $\sim 1^\circ$ относительно горизонта и проходила над полями и лесом. Показанная на рис. 3 ситуация возникла в ночное

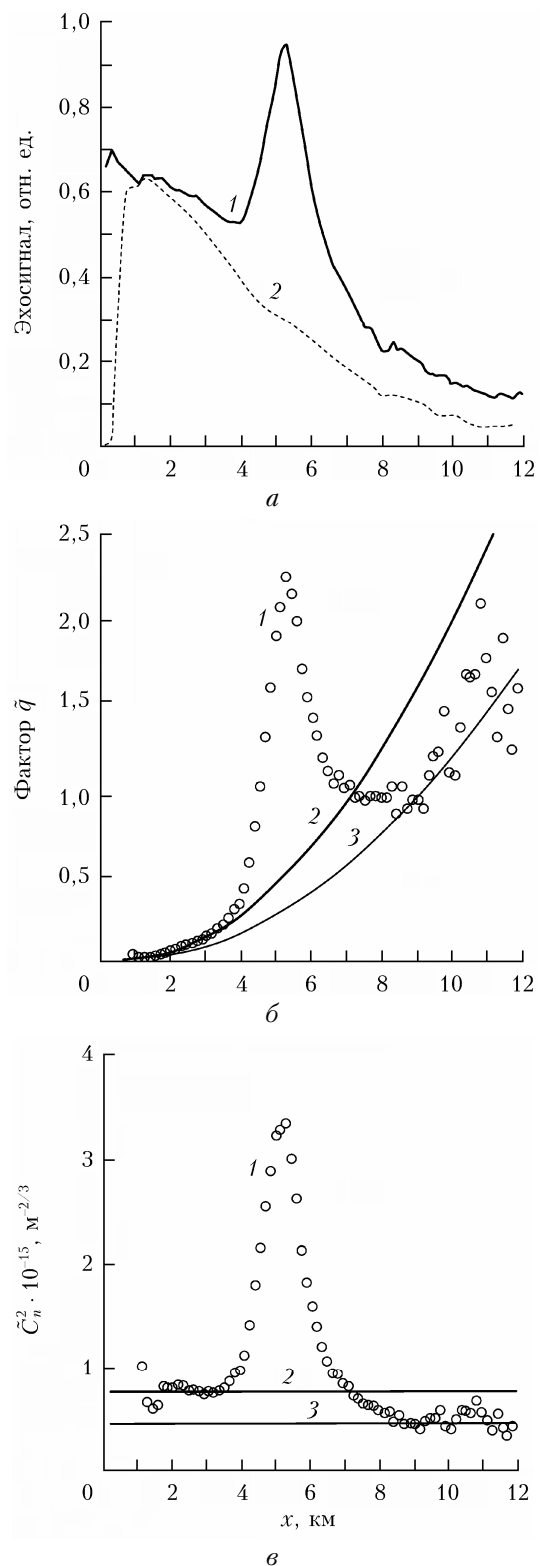


Рис. 3. Эхосигналы основного (кривая 1) и дополнительного (2) приемных каналов (а); фактор $q(x)$, экспериментальный (кружки 1) и рассчитанный по формуле (3) для $C_n^2 = 7,5 \cdot 10^{-16}$ (кривая 2) и $4,5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ (кривая 3) (б); параметр \tilde{C}_n^2 , восстановленный по формуле (4) (кружки 1) и постоянный, прямые 2 и 3 соответствуют кривым 2, 3 на рис. 3, б (в). Окраина г. Томска, 4.11.2019 г. в 07:19 по местному времени

время при резком повышении относительной влажности воздуха и радиационном охлаждении поверхности. В этом случае имело место локальное изменение градиента температуры там, где трасса зондирования была ближе к поверхности. В результате образовалась область повышенной интенсивности турбулентности с полушириной пика $\sim 1,5$ км. На рис. 3, а показаны эхосигналы основного и дополнительного приемных каналов, скорректированные на квадрат расстояния. На рис. 3, б дано отношение сигналов за вычетом единицы, т.е. фактор q , как экспериментальный $\tilde{q}(x)$, так и рассчитанный по формуле (3) $q(x, C_n^2)$ для $C_n^2 = 7,5 \cdot 10^{-16}$ и $4,5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$. Значок «тильда» будем использовать для экспериментальных функций.

Профиль экспериментального фактора $\tilde{q}(x)$ на рис. 3, б показывает, что эффект увеличения обратного рассеяния возникает локально вблизи точки рассеяния. Для оценки $C_n^2(x)$ из (3) получим формулу для оценивания \tilde{C}_n^2 через фактор $\tilde{q}(x)$:

$$\tilde{C}_n^2(x) = \frac{\tilde{q}(x) [1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}{0,49k_0^{7/6} x^{11/6}}. \quad (4)$$

Восстановленный по формуле (4) профиль \tilde{C}_n^2 показан на рис. 3, в. Прямые 2 и 3 на рис. 3, в соответствуют кривым 2 и 3 на рис. 3, б.

Этот пример демонстрирует ситуацию 4-кратного повышения интенсивности турбулентности в интервале расстояний от 4 до 7 км. За турбулентным слоем на рис. 3 параметр \tilde{C}_n^2 оказался почти в 2 раза меньше, чем перед ним. Дело в том, что после 7 км трасса уходит выше от поверхности, и в результате \tilde{C}_n^2 уменьшается.

С одной стороны, вид фактора $\tilde{q}(x)$ показывает, что зона эффекта УОР ограничена. С другой стороны, после прохождения области интенсивной турбулентности эхосигнал как бы «забывает» о ней и опускается на прежний уровень, т.е. получается, что предшествующий участок трассы не влияет на последующий. Этот феномен можно объяснить насыщением дисперсии флуктуаций, когда они остаются постоянными и в турбулентном слое, и за ним. Но за этим слоем из-за низкого уровня \tilde{C}_n^2 эффект УОР слабее, поэтому наблюдается понижение $\tilde{q}(x)$. Важно отметить, что поведение фактора $\tilde{q}(x)$ на рис. 3, б фактически повторяет поведение модельного $q(x)$ на рис. 2, б.

Остается открытым вопрос о ширине участка Δx (см. рис. 1), на котором возникает эффект УОР. Назовем участок Δx «зоной активности УОР». В вышеупомянутом случае область интенсивной турбулентности не могла быть очень узкой. Около 19:00 3 ноября 2019 г. ее протяженность была от ~ 1 до ~ 9 км, потом эта область постепенно сужалась и к 08:00 4 ноября 2019 г. исчезла. Острая форма пика фактора $\tilde{q}(x)$ (одна точка на вершине) на рис. 3, б и параметра \tilde{C}_n^2 (три точки на вершине) свидетельствуют о том, что ширина зоны активности УОР не более ~ 500 м.

2. Интервал изменения лидарной оценки \tilde{C}_n^2

На рис. 4, а приведены два модельных случая для горизонтального зондирования при постоянной характеристике $C_n^2 = 5,5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ и для наклонного зондирования при $C_n^2 \sim x^{-4/3}$. Предполагалось, что зондирование осуществляется под углом $11,5^\circ$, на высоте 150 м $C_n^2 = 3,2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Значения C_n^2 были выбраны такими, чтобы на дистанции 16 км получить одинаковые значения фактора $q(x)$. В соответствии с (3) на этой же дистанции имеем одно значение C_n^2 для обоих случаев (рис. 4, а). Очевидно, что форма профиля фактора $q(x)$ определяется профилем $C_n^2(x)$, поэтому на рис. 4, б обе кривые выходят из начала координат, расходятся и на дистанции 16 км сходятся к значению 2. В одном случае C_n^2 постоянно вдоль трассы зондирования, а в другом изменяется более чем в 100 раз. Наблюдаемый в эксперименте интервал изменений $\tilde{C}_n^2(x)$ напрямую зависит от интервала изменения фактора $\tilde{q}(x)$. Следовательно, диапазон получаемых значений $\tilde{C}_n^2(x)$

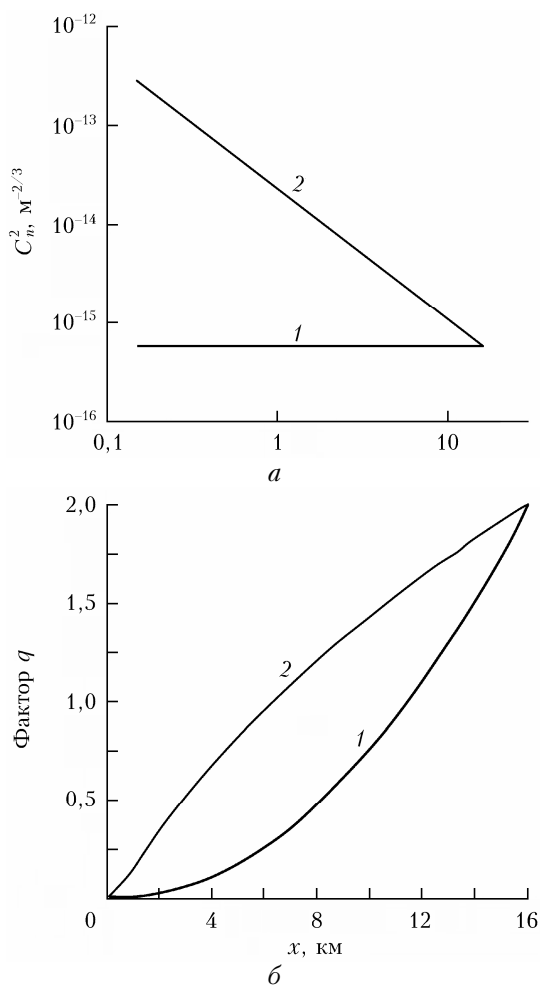


Рис. 4. Модель профиля характеристики C_n^2 для горизонтальной однородной трассы (прямая 1) и для наклонной трассы $C_n^2 \sim x^{-4/3}$ (прямая 2) (а); соответствующий расчет по формуле (3) для фактора $q(x)$ (б)

должен соответствовать диапазону изменения регистрируемого лидаром значения фактора $\tilde{q}(x)$. Снизу этот интервал будет ограничен погрешностью определения $\tilde{q}(x)$, которая в нашем эксперименте составляет $\sim 0,05$ [16]. Величина $\tilde{q}(x) = 0,05$ для случая статистически однородной среды и слабой интенсивности турбулентности на уровне $C_n^2 = 10^{-17} \text{ м}^{-2/3}$ будет иметь место на дистанции 19 км. Для значений $C_n^2 = 10^{-16}$ и $10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ эта дистанция составит 6 и 2,3 км. С учетом дальности зондирования за нижнюю границу лидарной оценки можно принять величину $C_n^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$.

Верхняя граница оценки параметра C_n^2 будет определяться максимальным значением фактора q до момента его возможного насыщения. Экспериментальные данные, которыми мы располагаем, показывают, что фактор q может достигать 4; это подтверждают профили на рис. 5, когда было зафиксировано 5-кратное повышение сигнала в основном приемном канале по сравнению с дополнительным. Зондирование проводилось в летнее время под углом

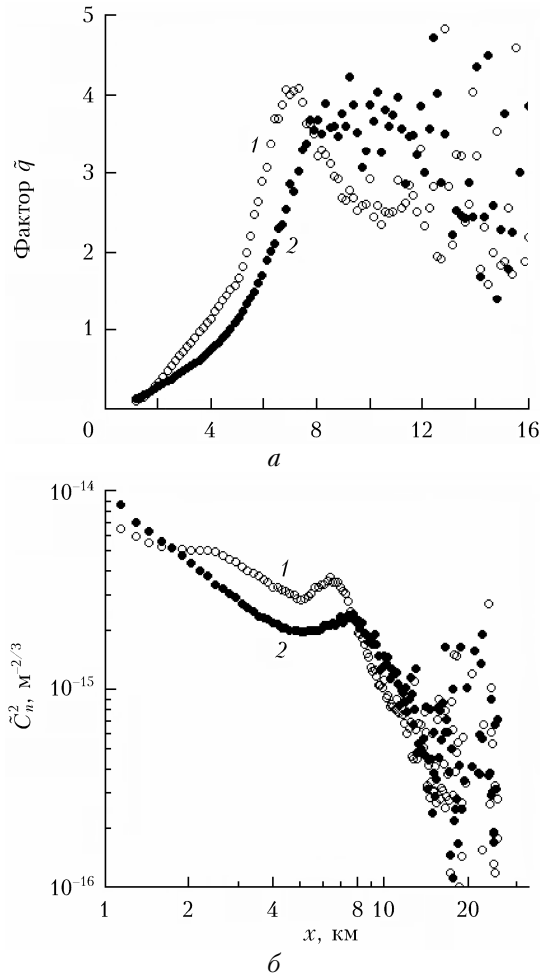


Рис. 5. Примеры сильного повышения: *a* – фактора \tilde{q} ; *б* – восстановленного параметра \tilde{C}_n^2 для почти горизонтального зондирования, полученные в ночное время с интервалом 100 мин; окраина г. Томска, 16 июля 2019 г. в 22:47 (кружки 1) и 17.07.2019 г. в 00:27 (кружки 2) по местному времени

$\sim 1^\circ$ к горизонту над лесом и полями. Ночные потоки тепла от деревьев стимулировали возникновение турбулентности. Сначала наблюдалось два максимума интенсивности на расстоянии ~ 3 и ~ 6 км (кружки 1). В течении 1 ч 40 мин первый максимум \tilde{C}_n^2 исчез, а второй переместился на ~ 8 км (кружки 2). Изменение интенсивности турбулентности вдоль трассы составило ~ 2 порядка, от $\tilde{C}_n^2 = 10^{-16}$ до $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Если максимальное измеряемое значение $\tilde{q}(x)$ принять равным 4, тогда отношение максимума к минимуму $4/0,05 = 80$, что соответствует результату на рис. 5, б.

Рассмотрим еще один пример зондирования (рис. 6). Высота трассы над поверхностью на дистанции 20 км составляла ~ 200 м. Фактор $\tilde{q}(x)$ и восстановленный профиль \tilde{C}_n^2 имеют сложную форму и условно состоят из трех частей. В интервале расстояний от 1 до 4 км спектр можно описать степенной зависимостью $\tilde{C}_n^2 \sim x^{-4/3}$ (кривая 2). От 4 до 6,5 км профиль оставался почти постоянным (кривая 3) и далее имело место более быстрое понижение

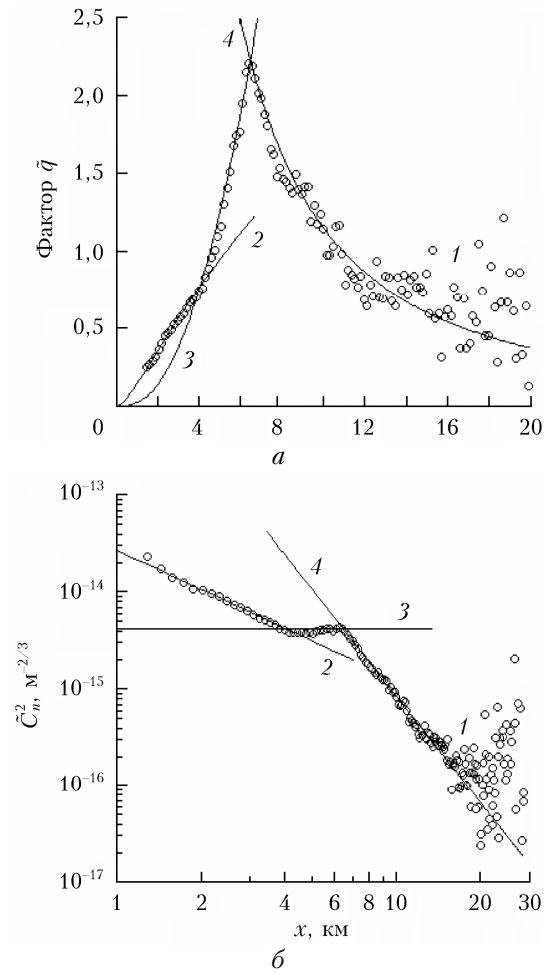


Рис. 6. Пример сложной формы: *a* – фактора $\tilde{q}(x)$; *б* – параметра $\tilde{C}_n^2(x)$ для почти горизонтального зондирования. Экспериментальные данные (кружки 1); модель $C_n^2 \sim x^{-4/3}$ (кривые 2); постоянное значение $C_n^2 = 4,1 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ (кривые 3); модель $C_n^2 \sim x^{11/3}$ (кривые 4); окраина г. Томска, 21.09.2019 г. в 00:09 по местному времени

$\tilde{C}_n^2 \sim x^{-11/3}$ (кривая 4). Интервал изменения оценки \tilde{C}_n^2 — от $\sim 10^{-16}$ до $2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. На дистанции более 16 км начинает преобладать шум, поэтому трудно судить о форме профиля \tilde{C}_n^2 .

Заметим, что на этот раз острая форма фактора $\tilde{q}(x)$ была обусловлена не пиком \tilde{C}_n^2 , а переходом от постоянного значения к понижению. Можно сказать, что в этом примере \tilde{C}_n^2 с расстоянием либо понижается, либо остается постоянным, а фактор $\tilde{q}(x)$ сначала растет, а после 6,5 км спадает. Из приближения (3) следует, что фактор $\tilde{q}(x)$ может иметь постоянное значение вдоль трассы, если $\tilde{C}_n^2 \sim x^{-11/6}$.

3. Зондирование на околоразрывной трассе

Эксперимент с лидаром УОР-4 [14] проводился на восточной окраине г. Томска. Трасса зондирования была направлена на восток (азимут = 116°). Координаты положения лидара: 56°28'54" с.ш., 85°05'54" в.д. На рис. 7 приведено спутниковое изображение местности, лидар — слева, трасса зондирования расположена под углом 0,6° к горизонту и проходит над чередующимися лесными полосами и небольшими полями. В нижней части рис. 7 показан профиль местности и трасса зондирования. На расстоянии ~6 км от лидара трасса была ближе всего к верхушкам деревьев и к земле. Расстояние до земли менее 50 м было в интервале от 2 до 9 км. В низине, в 1,5 км от лидара протекала небольшая речка.

На рис. 8 показан пример зондирования 2 августа 2019 г. в течение суток. Приведены скоррек-

тированные на квадрат расстояния эхосигналы основного приемного канала P_1 , дополнительного приемного канала P_2 , параметра \tilde{C}_n^2 в виде пространственно-временного распределения и временного графика для дистанции 4 км. Интервал накопления данных составлял 5 мин, пространственное разрешение — 150 м. Был ясный безоблачный день, минимальная температура воздуха у земли составляла 18 °С в 06:00, максимальная — +31 °С в 17:00 по местному времени. Обработка данных производилась по формуле (4). Максимальная интенсивность турбулентности $\tilde{C}_n^2 \approx 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ наблюдалось в 14:00. В ночное время максимальное значение \tilde{C}_n^2 было в 3 раза больше дневного. Уровень \tilde{C}_n^2 в течение суток был максимальным на дистанции от 2 до 6 км, там где трасса была ближе к поверхности.

На рис. 8 наблюдалось два минимума характеристики \tilde{C}_n^2 : с 8:30 до 9:30 и с 18:00 до 20:00, когда поток тепла вблизи поверхности менял знак и был близок к нулю [17, 18]. Утром рост интенсивности турбулентности начинается в 8:30 на дистанции от 3 до 8 км и расширяется в обе стороны после 10:00. Аналогичный процесс имеет место в обратном направлении в вечернее время, когда после 17:00 турбулентность спадает вблизи лидара и только после 18:00 наблюдается понижение \tilde{C}_n^2 вдоль всей трассы зондирования.

Полученный результат не противоречит физике приземного слоя атмосферы [17]. Высокую интенсивность турбулентности на уровне $\tilde{C}_n^2 \sim 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ в ночное время можно объяснить тем, что зондирование осуществлялось над лесом, который днем аккумулирует тепло, а ночью его отдает [18]. Полученный на рис. 8, г профиль \tilde{C}_n^2 также не противоречит данным, полученным ранее в месте расположения

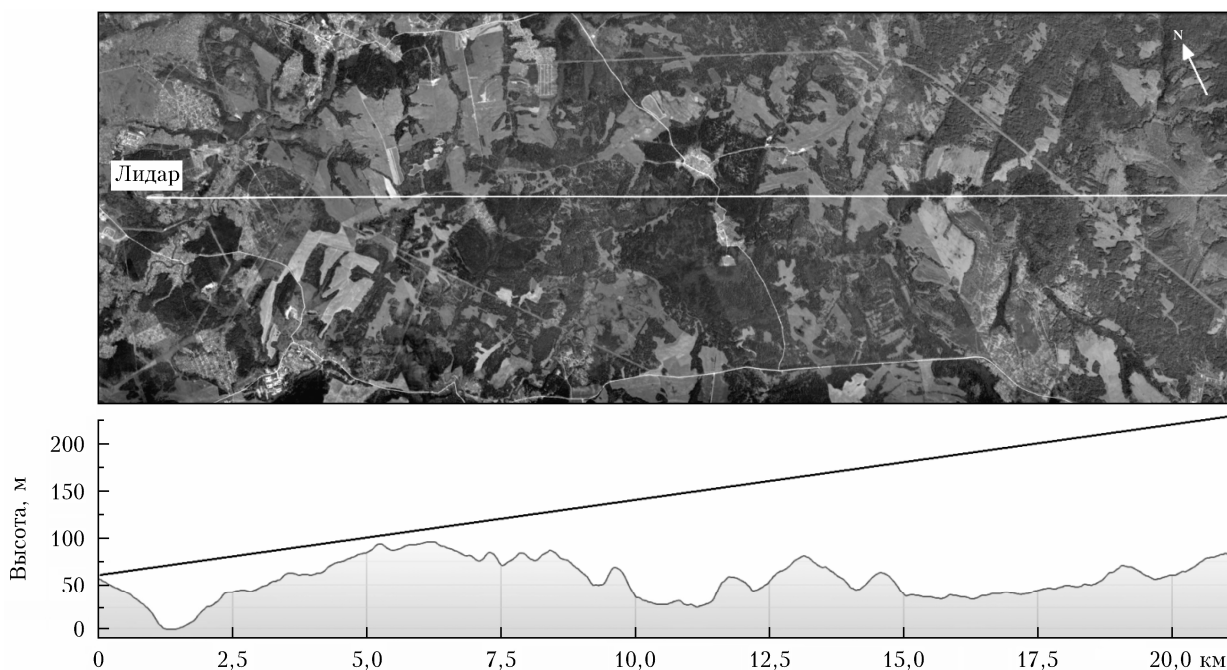
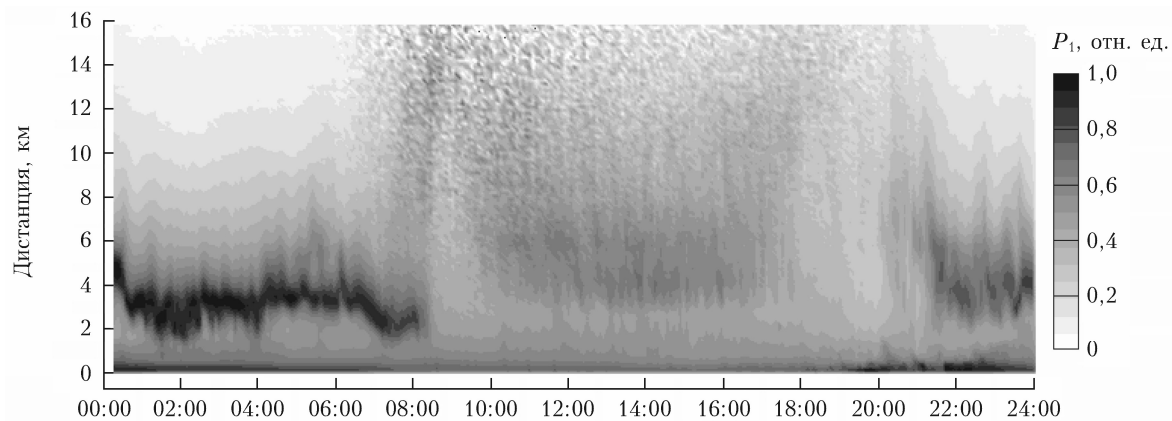
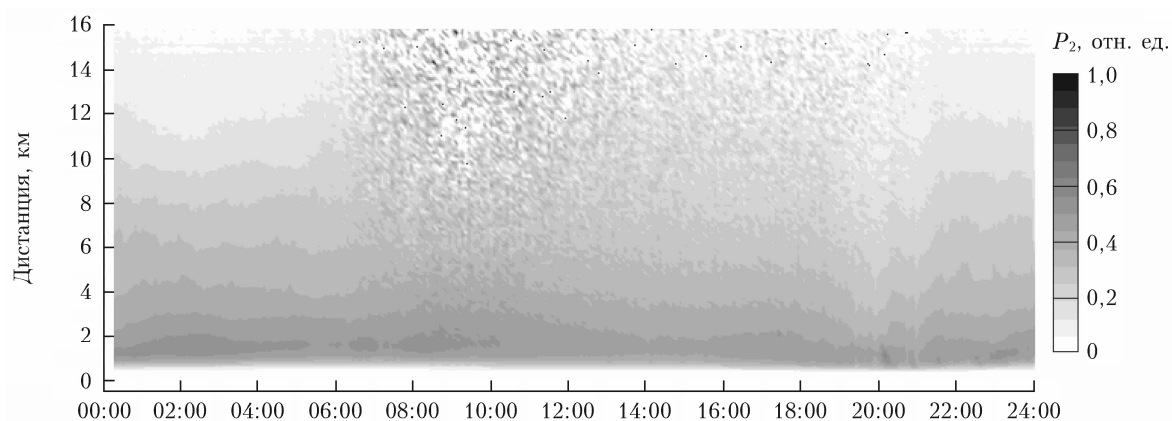


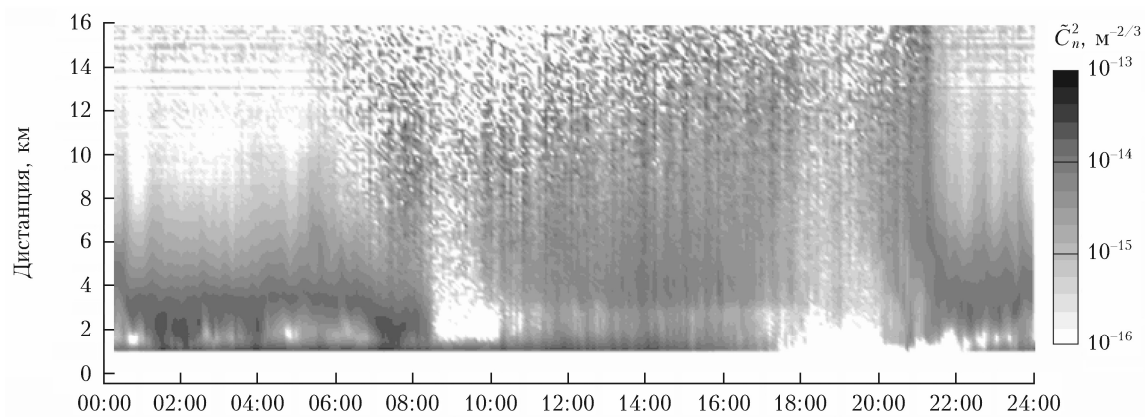
Рис. 7. Трасса зондирования (светлая линия) на карте местности (вверху) и профиль местности (внизу); азимут — 116°, угол наклона — 0,6°



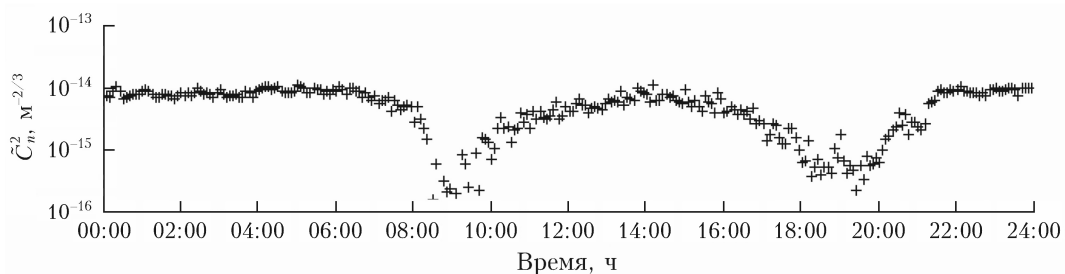
a



б



в



г

Рис. 8. Пространственно-временное изображение экосигналов: *a* – основного приемного канала; *б* – дополнительного приемного канала на почти горизонтальной трассе в течение суток; *в* – изображение характеристики \tilde{C}_n^2 ; *г* – \tilde{C}_n^2 на дистанции 4 км; окраина г. Томска, 2.08.2019 г.

лидара с помощью оптического измерителя турбулентности и ультразвуковых анемометров-термометров [19].

В настоящее время начат эксперимент с применением турбулентного лидара совместно с содаром «Волна-4М», данные которого позволят получать оценки структурной характеристики показателя преломления [20].

Заключение

Предложен и проверен на практике простой способ обращения данных измерений турбулентным лидаром для оценивания интенсивности структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 . Способ основан на использовании приближения В.В. Воробьева, которое для случая однородной турбулентности определяет зависимость структурной характеристики C_n^2 от коэффициента увеличения обратного рассеяния. Основанием для этого послужили имеющиеся экспериментальные данные и предположение о том, что эффект УОР возникает в относительно небольшой области пространства вблизи объема, в котором происходит рассеяние. Коэффициент обратного рассеяния в виде множителя входит в уравнение лазерной локации, а фактор влияния турбулентности q , пропорциональный интенсивности турбулентности C_n^2 , присутствует в виде аддитивной добавки к лидарному сигналу. Для ответа на вопрос о размерах активной зоны эффекта УОР следует провести дополнительные исследования.

Эксперимент показал, что повышение сигнала за счет увеличения обратного рассеяния при зондировании турбулентности может быть 5-кратным. Регистрируемый диапазон изменения C_n^2 вдоль трассы зондирования может превышать два порядка. Приведены результаты непрерывного зондирования в летнее и осеннее время на окологоризонтальной трассе. Влияние шумов ограничивало максимальную дальность получения результата при восстановлении C_n^2 , поэтому днем максимальная дальность составляла ~8 км, а ночью была в 2 раза больше. Наблюдалось два минимума C_n^2 в течение суток — утром и вечером, когда вертикальные турбулентные потоки тепла уменьшались до нулевого уровня.

Автор признателен А.И. Надееву за полезную дискуссию и конструктивные замечания.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН № АААА-А17-117021310149-4.

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. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещен-

- ных 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. *Иванов А.П., Патрушев Г.Я., Ростов А.П.* Экспериментальное исследование флуктуаций сферических волн при отражении от зеркальной поверхности в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 1989. Т. 2, № 9. С. 923–927.
5. *Разенков И.А.* Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48; *Razenzkov I.A.* Turbulent lidar: I – Desing // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 273–280.
6. *Разенков И.А.* Турбулентный лидар. II. Эксперимент // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 2. С. 81–89; *Razenzkov I.A.* Turbulent lidar: II – Experiment // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 281–289.
7. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 10. С. 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.
8. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence Parameters from pulse lidar sounding data: II – Results of numerical simulation // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
9. *Банакх В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
10. *Банакх В.А.* Усиление средней мощности обратного рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862; *Banakh V.A.* Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 2. P. 90–95.
11. *Воробьев В.В., Виноградов А.Г.* Влияние фоновой турбулентности в лидарных исследованиях турбулентности ясного неба // Оптика атмосфер. 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.
12. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности на основе усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
13. *Гурвич А.С.* Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 166–174.
14. *Razenzkov I.A., Banakh V.A., Gorgeev E.V.* Lidar “BSE-4” for the atmospheric turbulence measurements // Proc. SPIE. 2018. URL: <https://doi.org/10.1117/12.2505183> (last access: 9.11.2019).
15. *Разенков И.А.* Оптимизация параметров турбулентного лидара // Оптика атмосфер. и океана. 2019. Т. 32, № 1. С. 70–81; *Razenzkov I.A.* Optimization of parameters of a turbulent lidar // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 3. P. 349–360.

16. *Банах В.А., Разенков И.А.* Лидарные измерения усиления обратного рассеяния // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120, № 2. С. 339–348.
17. *Ламли Дж., Пановский Г.* Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
18. *Оке Т.Р.* Климаты пограничного слоя. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 360 с.
19. *Гладких В.А., Мамышев В.П., Одинцов С.Л.* Экспериментальные оценки структурной характеристики показателя преломления оптических волн в приземном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 28, № 4. С. 309–318; *Gladkikh V.A., Mamyshev V.P., Odintsov S.L.* Experimental estimates of the structure parameter of the refractive index for optical waves in the surface air layer // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 5. P. 426–435.
20. *Одинцов С.Л., Гладких В.А., Камардин А.П., Невзорова И.В.* Использование результатов акустической диагностики пограничного слоя атмосферы для оценки влияния турбулентности на характеристики лазерного пучка // Оптика атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 12. С. 1008–1016; *Odintsov S.L., Gladkikh V.A., Kamar-din A.P., Mamyshev V.P., Nevzorova I.V.* Results of acoustic diagnostics of atmospheric boundary layer in estimation of the turbulence effect on laser beam parameters // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 6. P. 553–563.

I.A. Razenkov. Turbulence intensity estimation from lidar data.

A method for estimating the intensity of the structural characteristic of the fluctuations of the refractive index C_n^2 from the data of a two-channel turbulent aerosol lidar operating on the effect of backscattering enhancement (BSE) is shown. It is proposed to use the Vorob'ev approximation, which for the case of homogeneous turbulence determines the dependence of C_n^2 on the ratio of echoes. The basis for this was experimental data, from which it follows that the BSE effect occurs in a relatively small area of space near the scattering volume. The results of sounding along a horizontal path are presented.