

## ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.361.551:511.6:621.371

### Сопоставление данных турбулентного лидара с метеорологическими измерениями

И.А. Разенков✉ \*

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

Поступила в редакцию 1.02.2022 г.;  
после доработки 11.03.2022 г.;  
принята к печати 1.04.2022 г.

Проведено сравнение параметров турбулентности, полученных при помощи лидара, с параметрами, определенными из средних скорости ветра и температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Представлены результаты наблюдений структурной характеристики коэффициента преломления  $C_n^2$ , определяемой из отношения эхосигналов турбулентного лидара, в приземном слое атмосферы при работе на слабонаклонной трассе. Опробована методика определения скорости диссипации кинетической энергии из лидарных данных.

**Ключевые слова:** атмосферная турбулентность, эффект увеличения обратного рассеяния, турбулентный лидар, скорость диссипации кинетической энергии; atmospheric turbulence, backscattering enhancement effect, turbulent lidar, kinetic energy dissipation rate.

#### Введение

Полвека назад был теоретически предсказан эффект увеличения обратного рассеяния (УОР), возникающий при двойном прохождении световой волны через турбулентную атмосферу [1, 2]. Турбулентность не меняет сумму рассеянной мощности излучения, но благодаря специфическим когерентным эффектам перераспределяет ее в пространстве. В итоге на оси лазерного пучка происходит увеличение средней мощности обратнорассеянного излучения, зависящей от интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления.

С появлением микроимпульсных лазеров стало возможным создание лидара, позволяющего непосредственно на оси зондирующего пучка регистрировать эхосигнал, на величину которого влияет атмосферная турбулентность [3, 4]. Турбулентный лидар — это компактный оптический локаатор, имеющий два разнесенных приемника, один из которых точно совмещен с передатчиком. Эффект УОР можно обнаружить только при усреднении флуктуаций интенсивности рассеянного излучения на приемной апертуре, т.е. при накоплении эхосигналов от зондирующих импульсов. Приемные апертуры лидара имеют небольшой размер, а детекторы работают в режиме счета фотонов, поэтому при накоплении эхосигналов усреднение флуктуаций интенсивности рассеянного назад излучения происходит

автоматически [3]. Частота следования лазерных импульсов составляет несколько килогерц, дальность действия лидара — 10–15 км.

Цели настоящей работы: 1) сопоставить данные зондирования приземного слоя атмосферы турбулентным лидаром с метеорологическими наблюдениями средних величин скорости ветра и температуры воздуха и их градиентов; 2) исследовать принципиальную возможность применения лидара для контроля интенсивности механической турбулентности, а именно скорости диссипации кинетической энергии.

#### Первичная лидарная информация

Принцип работы турбулентного лидара подробно изложен в [3, 4]. Здесь мы кратко остановимся на определении структурной характеристики коэффициента преломления  $C_n^2$  из лидарных данных. Турбулентный лидар позволяет получать информацию в виде пространственного профиля отношения эхосигналов двух приемных каналов: основного, на который турбулентность оказывает влияние, и дополнительного, на который турбулентность почти не влияет. Профиль отношения эхосигналов за вычетом единицы, обозначаемый как фактор  $q$ , зависит только от турбулентного состояния атмосферы [5, 6].

Случайные флуктуации интенсивности лазерного пучка накапливаются постепенно, по мере его распространения в атмосфере, поэтому с расстоянием

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

фактор  $q$  плавно увеличивается от нуля. Форма профиля  $q$  зависит от распределения  $C_n^2$  вдоль направления зондирования. В случае статистически однородной турбулентности задача определения  $C_{n,0}^2$  решается с помощью формулы Воробьева [5]:

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

где  $x$  — расстояние от лидара до исследуемого объема воздуха;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны;  $R$  — радиус приемопередающей апертуры лидара;  $r_F = \sqrt{x/k_0}$  — масштаб Френеля. В формуле (1) численный множитель определяется экспериментально для конкретной апертуры лидара [6].

В общем случае теоретически решить обратную задачу восстановления  $C_n^2$  из данных турбулентного лидара сложно, поскольку фактор  $q$  связан с  $C_n^2$  интегральным уравнением [5]. Для ситуаций, когда турбулентность на трассе распространения неоднородная, точного решения задачи определения  $C_n^2$  из фактора  $q$  сегодня не существует, а известные решения не согласуются с экспериментальными данными [6]. Факт расхождения теории с экспериментом можно объяснить локализацией эффекта УОР вблизи рассеивающего объема. В неоднородной атмосфере для определения  $C_n^2$  было предложено использовать преобразованную формулу Воробьева, в которой учитывается изменение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности излучения вдоль трассы зондирования [6]:

$$C_{16}(x) = \frac{q(x)}{10^{-16} \text{ м}^{-2/3}} \frac{C_{n,0}^2 [1 + 0,4 R^2 / r_F^2(x)]^{7/6}}{5,50 k_0^{7/6} \int_0^{x-\Delta x} C_n^2(\eta) (x-\eta)^{5/6} d\eta}, \quad (2)$$

где  $C_{n,0}^2$  — структурная характеристика вблизи лидара;  $\Delta x$  — пространственное разрешение лидара. Для удобства восстановленная характеристика  $C_n^2$  в (2) нормирована на  $10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$  и обозначена как  $C_{16}$ .

На рис. 1 показан фактор  $q$ , рассчитанный из отношения сигналов лидара УОР-4 при зондировании вдоль трассы с углом наклона  $4^\circ$  30 июня 2020 г. при ясной погоде и разной интенсивности турбопульсаций. Заметим, что дальность зондирования турбулентным лидаром ограничена либо насыщением дисперсии флуктуаций интенсивности, либо шумом фоновой засветки [6]. У лидара есть «слепая» зона, определяющая минимальное расстояние  $x_0 \approx 1$  км, начиная с которого можно восстановить  $C_n^2$ . Будем полагать, что  $C_n^2(x) = C_{n,0}^2$  при  $x \leq x_0$ .

На рис. 1, б приведен результат расчета  $C_{16}(z)$ , ( $z = x \sin(4^\circ)$  — высота точки измерения) из лидарных данных. Вид профиля  $C_{16}(z)$  в атмосфере зависит от температурной стратификации. Кривая 1 показывает, что в 04:07  $C_{16}(z) \approx \text{const}$  до высоты  $z = 500$  м ( $x = 7$  км). В это время приземный слой был устойчиво стратифицирован и в нем присутствовала волна Кельвина–Гельмгольца (ВКГ) с перио-

дом  $\approx 1$  мин. Постоянное значение  $C_{16}$  — это результат усреднения нескольких периодов волны. Заметим, что ВКГ регулярно возникают в ночное время при слабоустойчивой стратификации (число Ричардсона  $0 < Ri < 1/4$ ) [7].

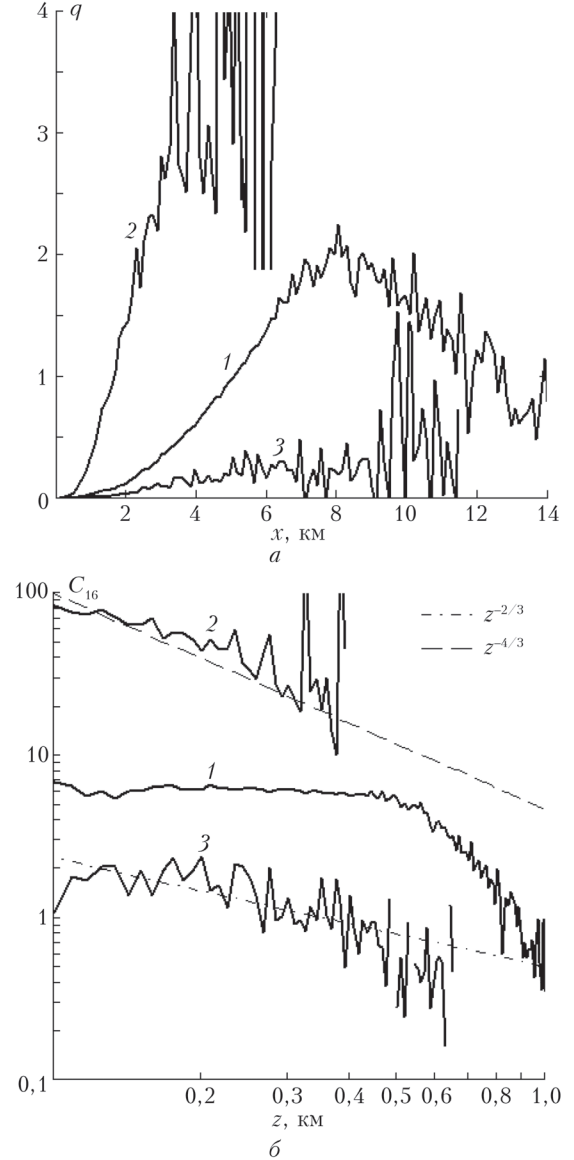


Рис. 1. Экспериментальные профили фактора  $q$  (а) и соответствующие им восстановленные профили  $C_{16}$  (б): кривые 1–3 получены, соответственно, в 04:07, 13:49 и 21:50 30 июня 2020 г.; штриховая и штрихпунктирные кривые — теоретические высотные профили  $\sim z^{-2/3}$  и  $\sim z^{-4/3}$ . Лидар УОР-4, наклон трассы —  $4^\circ$

Кривые 2 и 3 на рис. 1, б соответствуют дневным и вечерним измерениям, причем  $C_{16}$  на высоте 100 м днем в 80 раз больше, чем вечером. Убывание  $C_{16}$  с высотой неодинаковое: дневной профиль (кривая 2, 13:49) соответствовал теоретической зависимости  $z^{-4/3}$  (штриховая линия) для условий свободной конвекции; вечерний профиль (кривая 3, 21:50) был близок к  $z^{-2/3}$  (штрихпунктирная линия) для нейтральной стратификации.

## Расчетные формулы

В нижнем слое атмосферы, как правило, одновременно присутствуют три типа турбулентности — механическая, термическая и орографическая, причем их вклад в суммарную интенсивность флуктуаций температуры и скорости потока различный. Механическая турбулентность в приземном слое атмосферы возникает при торможении воздушного потока в результате трения вблизи поверхности. Деформация потока неровностями рельефа и неравномерный нагрев поверхности способствуют появлению орографической и термической турбулентностей. Интенсивность термической турбулентности в теплый период года выше, чем в холодный. В приземном слое атмосферы механическая турбулентность зависит от величины вертикального сдвига скорости ветра.

В качестве характеристики температурной стратификации приземного слоя атмосферы часто используют безразмерный критерий, определяемый через градиенты скорости ветра и температуры воздуха, а именно локальное градиентное число Ричардсона [8]:

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{dz}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2} + \gamma_a, \quad (3)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения;  $T$  — средняя температура;  $u$  — средняя скорость ветра;  $\gamma_a$  — адиабатический градиент температуры. Интенсивность температурных флуктуаций в атмосфере определяется структурной характеристикой  $C_T^2$ . В условиях безразличной стратификации ( $Ri = 0$ ) флуктуации температуры убывают с высотой как  $C_T^2 \sim z^{-2/3}$ , при неустойчивой стратификации ( $Ri < 0$ ) убывание происходит быстрее,  $C_T^2 \sim z^{-4/3}$  [8].

Флуктуации коэффициента преломления воздуха в атмосфере обусловлены флуктуациями температуры, поэтому характеристики  $C_n^2$  и  $C_T^2$  связаны между собой известным соотношением [8]:

$$C_n^2 = C_T^2 \left( \frac{80 \cdot 10^{-6} P}{T^2} \right)^2, \quad (4)$$

где  $P$  — давление в миллибарах.

Энергия турбулентного движения, переходящая в тепло за счет вязкости среды, характеризуется средней скоростью диссипации кинетической энергии  $\epsilon$ . Для существования стационарного режима турбулентного течения в инерционном интервале волновых чисел необходим внешний источник энергии, который бы компенсировал диссипацию энергии в вязком интервале волновых чисел. В приземном слое таким источником является энергия, пропорциональная вертикальному градиенту средней скорости ветра [9, С. 116]:

$$\epsilon_1 = \kappa^2 z^2 \left( \frac{du}{dz} \right)^3 (1 - \alpha Ri), \quad (5)$$

где  $\kappa = 0,4$  и  $\alpha = 4,36$  — эмпирические постоянные; индекс «1» обозначает способ определения  $\epsilon$  через градиент скорости. Скорость диссипации кинетической энергии в единице массы за единицу времени является единственным параметром, определяющим структуру турбулентного течения в инерционном интервале волновых чисел.

Согласно теории режим термической турбулентности зависит от энергии  $\epsilon$  и от аналогичного параметра  $N$  — скорости выравнивания температурных неоднородностей, пропорциональной квадрату градиента температуры.  $C_T^2$  через  $\epsilon$  и  $N$  выражается как [9]:

$$C_T^2 = \text{const} \frac{N}{\epsilon^{1/2}}. \quad (6)$$

Для условий свободной конвекции ( $C_T^2 \sim z^{-4/3}$ ) в приземном слое  $\epsilon$  и  $C_T^2$  связаны соотношением [9, С. 137]:

$$C_T^2 = C \left( \frac{\epsilon}{z} \right)^{4/3} \left( \frac{g}{T} \right)^{-2}, \quad (7)$$

где  $C \approx 0,7$  — константа, определяемая опытным путем. Из (7) можно выразить скорость диссипации

$$\epsilon_2 = z \left[ \frac{C_T^2 \left( \frac{g}{T} \right)^2}{0,7} \right]^{3/4}, \quad (8)$$

структурная характеристика  $C_T^2$  через градиент температуры может быть определена с помощью формулы [8, С. 42]:

$$C_T^2 = 2,8 a^2 (Ri) (\kappa z)^{4/3} \left( \frac{dT}{dz} \right)^2, \quad (9)$$

$a^2(Ri)$  — универсальная функция [8, С. 43]. В (8) индекс «2» обозначает способ определения  $\epsilon$  через градиент температуры. При неустойчивой температурной стратификации  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  не должны сильно отличаться друг от друга. Заметим, что переход в режим свободной конвекции происходит при  $Ri < -0,05$  [9].

Среднюю скорость диссипации кинетической энергии, определяемую из лидарных данных с использованием формул (8) и (4), обозначим через  $\epsilon_3$ . Заметим, что выражение (4) можно использовать для вычисления  $C_T^2$  из лидарной оценки  $C_{16}$  и, наоборот, для оценки  $C_{16}$  из  $C_T^2$ , полученную из метеонаблюдений по формуле (9).

## Экспериментальные результаты

Измерения производились лидаром УОР-4 на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК, 56°28'36.34" с.ш., 85°02'53.02" в.д.) ИОА СО РАН с зимы 2020 г. Лидар УОР-4 работал в юго-восточном направлении под углом наклона трассы зондирования 4°, трасса проходила над лесостепью.

Максимальное временное разрешение составляло 15 с, пространственное — 15 м. Лидарные эхосигналы усреднялись, в результате временное разрешение составили 5 мин (20 профилей), пространственное — 120 м (8 стробов). Из отношения эхосигналов определялся фактор  $q$ . В итоге получалось 288 профилей  $q(x)$  в сутки.

Средние значения скорости ветра  $u_1$  и  $u_2$  и температуры воздуха  $T_1$  и  $T_2$  регистрировались на метеорологической мачте БЭК на высотах 10 и 30 м анемометрами Young 05103V и термометрами Vaisala HMP45D [10], дополнительно мы располагали данными радиометра Kipp&Zonen CM3, который регистрировал приходящую солнечную радиацию. Время усреднения метеопараметров составляло 10 мин. Лидар находился в помещении на расстоянии 300 м от метеорологической мачты.

Расчет  $C_{16}(x)$  производился по формуле (2). Затем с учетом наклона трассы зондирования для интервала высот 100–150 м рассчитывались средние значения  $C_{16}(z)$  и методом наименьших квадратов определялся показатель степени наклона  $\mu$  высотной зависимости  $C_{16}(z) \sim z^{-\mu}$ . Для высот 100, 150 и 200 м определялась относительная дисперсия флуктуаций интенсивности излучения по формуле Рытова [9]:

$$\beta^2(x) = 2,26 k_0^{7/6} \int_0^x C_n^2(\eta) (x - \eta)^{5/6} d\eta. \quad (10)$$

На рис. 2 представлены данные наблюдений за 30 июня 2020 г. На рис. 2, б число  $Ri$  утром и вечером было положительное, в дневные часы отрицательное, причем до 06:00  $0 < Ri < 1/4$ , следовательно, имела место ВКГ, и поэтому  $C_{16} \approx \text{const}$  до высоты 500 м (см. рис. 1, б, кривая 1). На рис. 2, в структурные характеристики температуры  $C_T^2$  имеют выраженный суточный ход. Приземное значение  $C_T^2$  минимально в 05:00 и 19:00. Параметр  $C_T^2$ , полученный из лидарных данных, в дневное время меньше по величине, чем определенный из метеоданных, и сдвинут по времени на 2 ч. Этот факт можно объяснить тем, что измерительный отрезок трассы лидара был на 80 м выше среднего уровня метеодатчиков, причем пространственный разнос точек наблюдения составлял 1 км. Заметим, что лидарные данные усреднялись в слое 50 м, что в горизонтальном направлении соответствовало отрезку 700 м. Структурные характеристики  $C_{16}$  на рис. 2, г в основном повторяют графики  $C_T^2$  на рис. 2, в.

На рис. 2, д представлен расчет  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  из метеоданных и  $\epsilon_3$  из лидарных данных в соответствии с процедурой, изложенной выше. В интервале с 10:00 до 18:00 при неустойчивой стратификации (конвекция) все графики имеют максимум в дневное время. Показанный на рис. 2 результат с учетом разноточности точек измерения и протяженности лидарной трассы можно оценить как удовлетворительный.

Теперь рассмотрим все лидарные данные, полученные в июне 2020 г. при хорошей погоде. Анализировались данные за 16 суток (1, 3–9, 11, 18, 21–24, 29–30 июня). Все результаты усреднялись за 1 час. Всего за месяц было получено 384 значения каждого параметра. На рис. 3, а светлыми кружками показаны все июньские средние за час лидарные данные  $C_{16}$  для интервала высот 100–150 м.

Минимальные значения интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления (рис. 3) наблюдались в 07:00 и 21:00, причем разброс значений  $C_{16}$  (рис. 3, а) в это время суток был минимальным. Максимум  $C_{16}$  в июне 2020 г. имел место в 13:00–14:00. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности  $\beta^2$  в основном повторяла суточный ход  $C_{16}$ . До высоты 150 м в течение суток она оставалась слабой ( $\beta^2 < 1$ ), на высоте 200 м максимальное значение  $\beta^2 = 1,4$ .

Рассмотрим поведение показателя степени  $\mu$  высотной зависимости  $C_{16} \sim z^{-\mu}$  на рис. 3, в. Пунктиром помечены теоретические предельные режимы для равновесной стратификации (2/3) и свободной конвекции (4/3) [8]. Наибольший разброс значений  $\mu$  наблюдается с 0:00 до 09:00, по-видимому, из-за инверсий температуры и возникновения ВКГ. Среднее значение  $\mu = 2/3$  в 02:00–04:00 (нейтральная стратификация); с 08:00 до 24:00 оно ближе к 4/3 (конвекция).

Отметим, что наш результат согласуется с поведением показателя наклона высотного профиля температурной характеристики  $C_T^2 \sim z^{-\mu}$ , полученным при зондировании приземного слоя атмосферы содаром [11, 12]. Среднее значение  $\mu$  до высоты 50–70 м, определенное содаром, было  $\approx 0,5$ , а для высоты 100 м и выше  $\mu \approx 1,3$ . С ростом  $z$  разброс значений  $\mu$  увеличивался.

## Сопоставление лидарных и метеорологических данных

Сравним данные турбулентного лидара ( $C_{16}$ ,  $\mu$ ,  $\beta^2$ ), усредненные в слое на высоте 100–150 м, с метеорологическими наблюдениями скорости ветра ( $u_1$ ,  $u_2$ ) и температуры воздуха ( $T_1$ ,  $T_2$ ) на уровнях 10 и 30 м и величиной приходящей солнечной радиации  $S_r$ . Из градиентов скорости и температуры по формулам (3), (9), (5) и (8) определялись, соответственно,  $Ri$ ,  $C_T^2$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ .

На рис. 4 представлено 12 корреляционных графиков, показывающих связи лидарных данных с метеопараметрами. Особое внимание мы уделили механическому фактору приземной турбулентности, поэтому на каждом графике черными кружками отмечены данные, когда  $u_2 > 5$  м/с. Коэффициент взаимной корреляции на графиках указан для  $u_2 > 0$  м/с и  $u_2 > 5$  м/с.

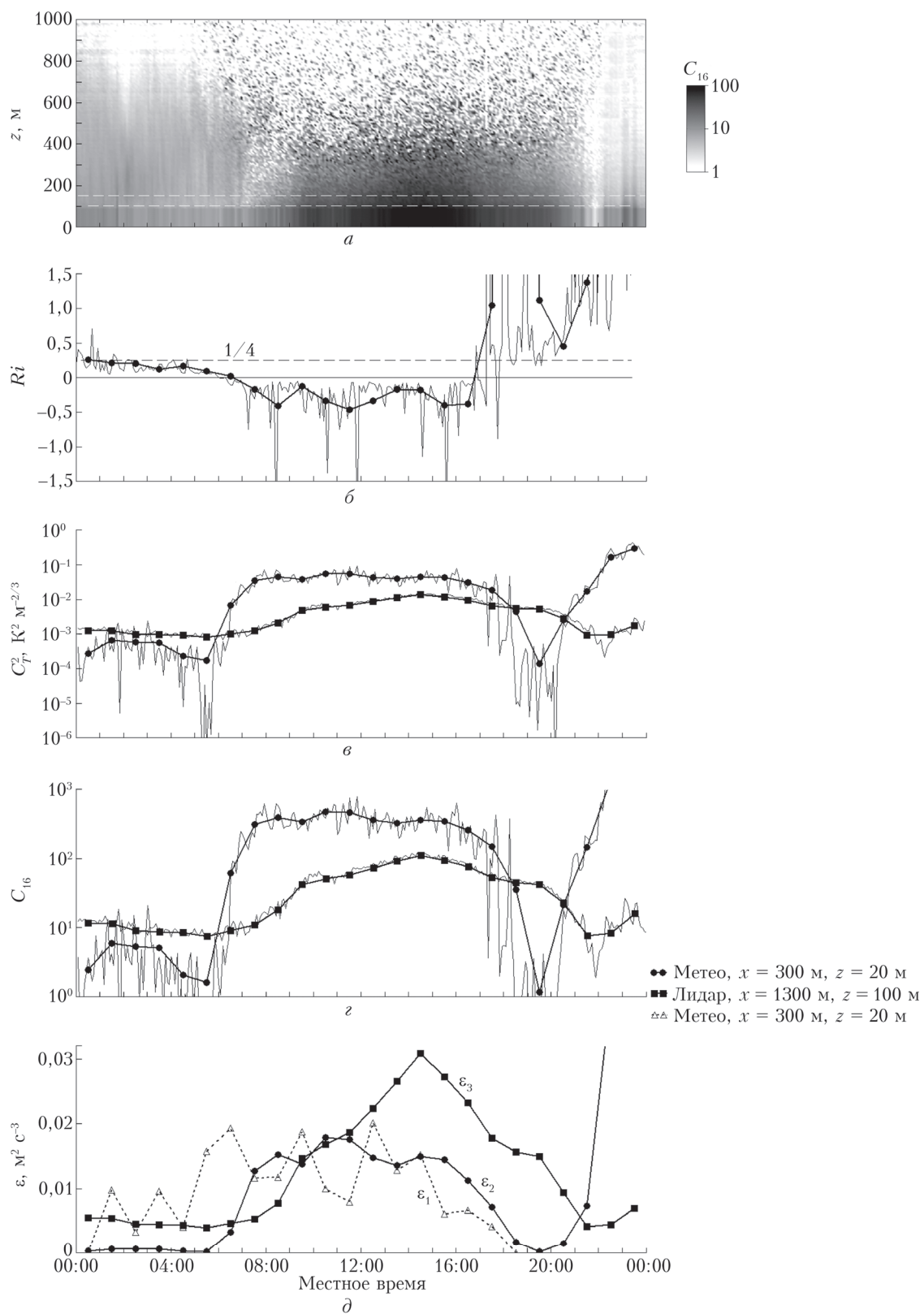


Рис. 2. Пространственно-временное распределение  $C_{16}$  (a); суточный ход  $Ri$  (б);  $C_T^2$  и  $C_{16}$ , полученные из метео- и лидарных данных (в, г);  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , рассчитанные из метеоданных, и  $\epsilon_3$  — из лидарных данных (д): тонкими линиями показаны данные, усредненные за 10 мин, полужирными линиями — за 1 ч. Лидар УОР-4, БЭК, 30 июня 2020 г.

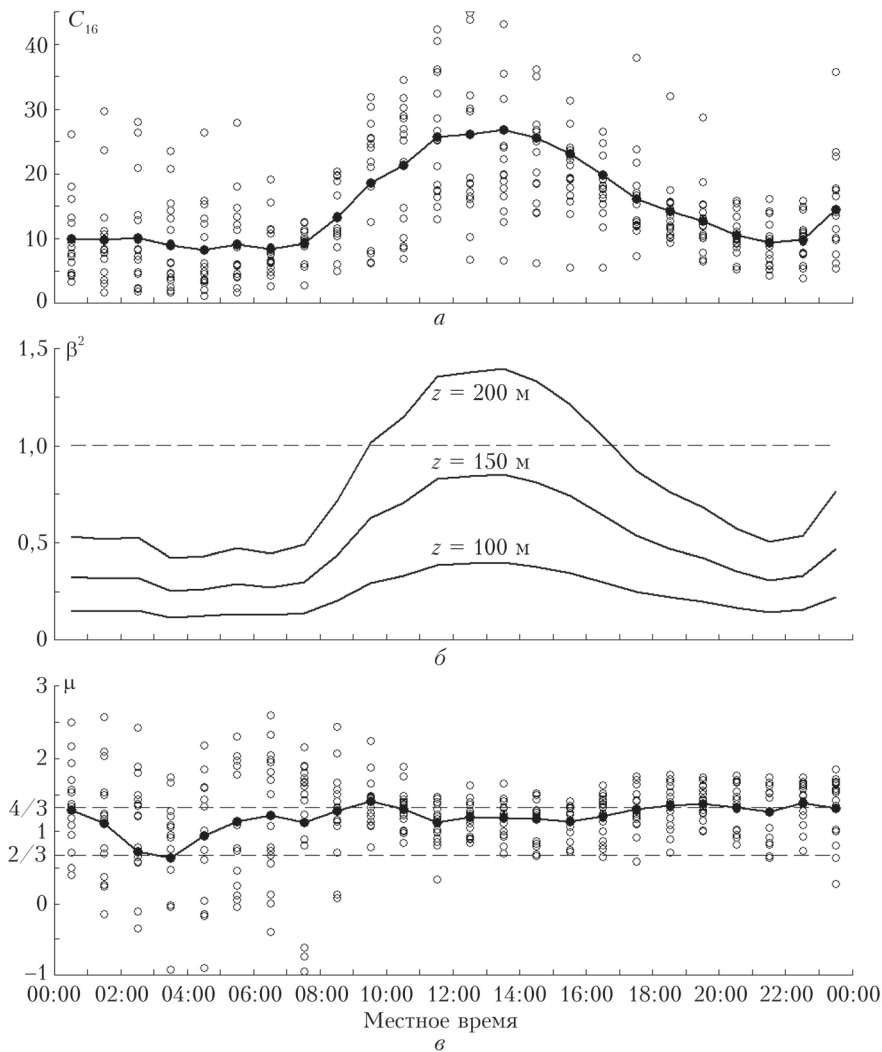


Рис. 3. Значения  $C_{16}$  (а), показатель степени  $\mu$  (в): светлые кружки — почасовые значения; черные кружки, соединенные сплошной линией, — средние за месяц значения на высоте 100–150 м;  $\beta^2$  для высот 100, 150 и 200 м (б). Лидар УОР-4, БЭК, июнь 2020 г.

Проанализируем корреляционные графики на рис. 4. Связь приходящей солнечной энергии  $S_r$  с числом  $Ri$  (рис. 4, а) показывает, что при  $S_r > 200$  Вт/м<sup>2</sup> имеет место конвективный режим ( $Ri < 0$ ). При усилении скорости ветра ( $u_2 > 5$  м/с) стратификация стремится к нейтральной ( $Ri \rightarrow 0$ ), что следует из рис. 4, б. На рис. 4, в дана зависимость параметра  $C_T^2$  от  $Ri$ , которая в целом повторяет зависимость  $S_r(Ri)$  (рис. 4, а), поскольку с увеличением  $S_r$  флуктуации температуры растут.

Рассмотрим поведение лидарной структурной характеристики  $C_{16}$  по отношению к приходящей энергии  $S_r$ , параметру  $C_T^2$  и числу  $Ri$  (рис. 4, г, д и е соответственно). Наблюдается высокий уровень корреляции ( $> 0,6$ )  $C_{16}$  с солнечной радиацией  $S_r$ . Заметим, что ночью, когда  $S_r = 0$ ,  $C_{16}$  меняется на порядок, что объясняется возникновением ВКГ при  $0 < Ri < 1/4$ . Корреляция  $C_{16}$  с  $C_T^2$  на уровне 0,5 имеет место только при  $u_2 > 5$  м/с. По-видимому, сказался разнос точек наблюдения на 1 км

друг от друга.  $C_{16}(Ri)$  на рис. 4, е и  $C_T^2(Ri)$  на рис. 4, в сопоставимы.

Теперь обратимся к  $\beta^2$  и  $\mu$  в высотной зависимости  $C_{16} \sim z^{-\mu}$ . На рис. 4, ж показана связь  $\beta^2$  с градиентом температуры  $T_1 - T_2$ : уровень корреляции для  $u_2 > 5$  м/с составляет 0,55. Параметр  $\mu$  на рис. 4, з изменяется в диапазоне от  $-1$  до  $+2$ . Большой разброс  $\mu$  наблюдается при слабом ветре, причем отрицательные значения характерны для температурных инверсий. Разброс значений  $\mu$  существенно меньше при усилении ветра ( $u_2 > 5$  м/с), в этом случае значения располагаются в окрестности  $\mu = 4/3$ , что соответствует условиям свободной конвекции (рис. 4, и).

Последние три графика на рис. 4 показывают степень корреляции скорости диссипации  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  (метео) и  $\epsilon_3$  (лидар) между собой. Параметры  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , полученные из метеоданных (рис. 4, к), между собой коррелируют (+0,66) только при  $u_2 > 5$  м/с.

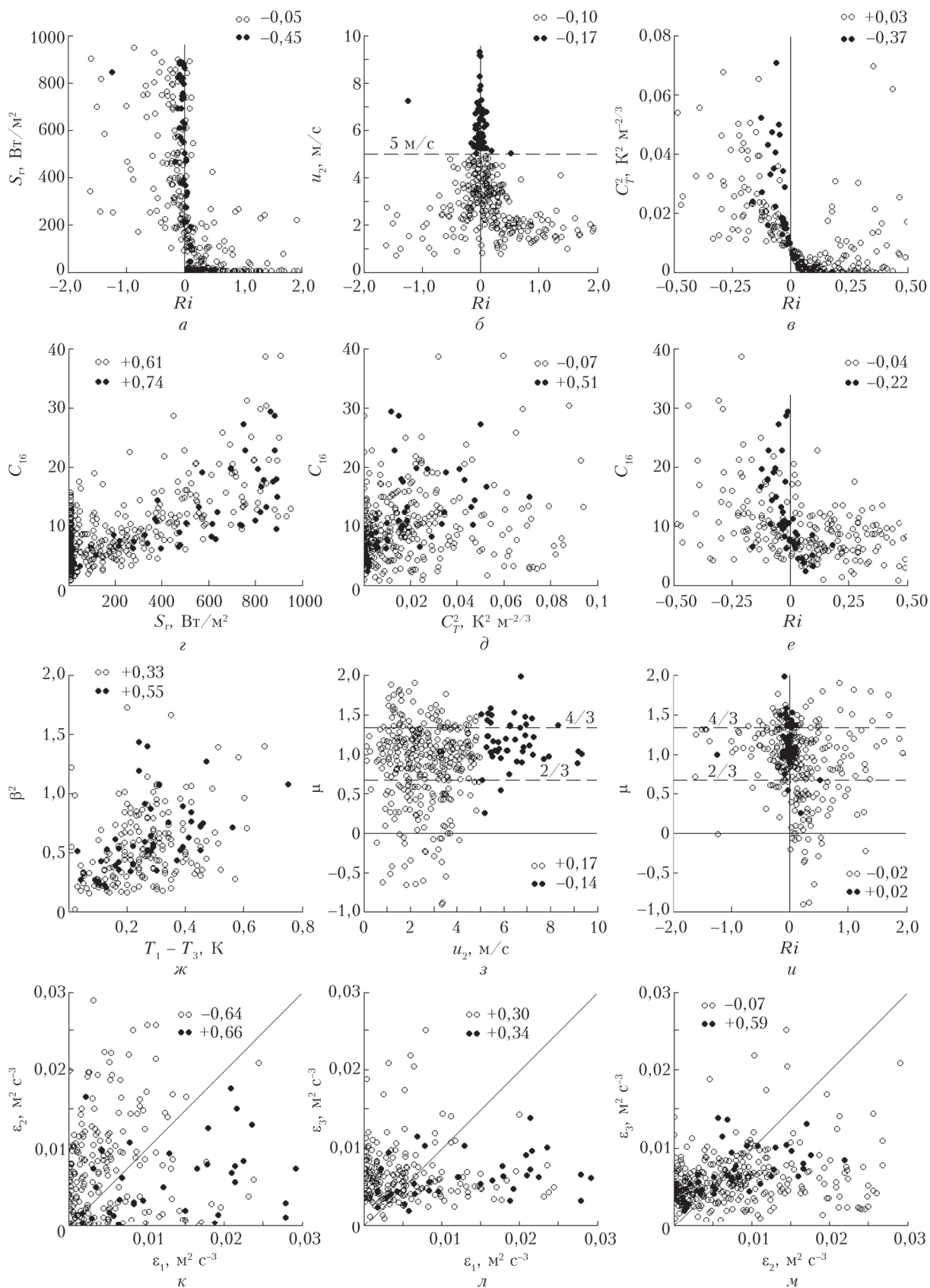


Рис. 4. Корреляционные связи метеоро- ( $S_T$ ,  $u_2$ ,  $C_T^2$ ,  $T_1 - T_2$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ) и лидарных данных ( $C_{16}$ ,  $\mu$ ,  $\beta^2$ ,  $\epsilon_3$ ) с числом  $Ri$  и между собой (а–м); светлые кружки соответствуют  $u_2 > 0$  м/с, темные кружки –  $u_2 > 5$  м/с; указаны коэффициенты взаимной корреляции. Лидар УОР-4, БЭК, июнь 2020 г.

Уровень корреляции лидарной оценки  $\epsilon_3$  со значением  $\epsilon_1$ , определенным из градиента скорости по формуле (5), не превышает +0,34 (рис. 4, л). Удовлетворительный уровень корреляции (+0,59), когда  $u_2 > 5$  м/с, наблюдается между  $\epsilon_3$  (лидар) и  $\epsilon_2$  (метео), рассчитанными по формуле (8) для режима свободной конвекции. Можно предположить, что с усилением скорости ветра корреляция будет только возрастать.

## Заключение

Проведено сопоставление данных лидарных наблюдений с параметрами, регистрируемыми на двух уровнях метеорологической мачты. Обработаны данные за 16 суток июня 2020 г., записанные синхронно по времени при хорошей погоде, но в силу специфики наблюдений разнесенная в пространстве на 1 км по горизонтали и на 80 м по высоте. Результаты лидарного зондирования представлены структурной характеристикой коэффициента преломления воздуха  $C_n^2$ , показателем степени  $\mu$  изменения структурной характеристики с высотой  $C_n^2 \sim z^{-\mu}$  и относительной дисперсией флуктуаций интенсивности  $\beta^2$  на заданной высоте.

Анализ показал, что максимальное значение  $C_n^2$  наблюдалось в 13:00–14:00, минимальное – в 07:00 и 21:00. Параметр  $\mu$  в утренние часы имеет большой разброс значений, но в среднем  $\mu = 2/3$ , что указывает на нейтральную температурную стратификацию. После 08:00 среднее значение  $\mu$  приближалось к  $4/3$ , что соответствует условиям свободной конвекции. Параметр  $\beta^2$  в основном повторяет суточный ход структурной характеристики  $C_n^2$ . При угле наклона  $4^\circ$  трассы зондирования относительная дисперсия флуктуаций интенсивности излучения до высоты 150 м в течение суток оставалась слабой ( $\beta^2 < 1$ ).

Коэффициент корреляции между  $C_n^2$ , полученной из лидарных данных, и  $C_T^2$ , найденной из метеоданных, составил 0,5 при скорости ветра  $> 5$  м/с.

Показатель степени  $\mu$  при скорости ветра  $> 5$  м/с оказался ближе к значению  $4/3$ , что соответствует режиму свободной конвекции. Этот факт дает основание для использования формулы, связывающей  $C_T^2$  и, следовательно,  $C_n^2$  со скоростью диссипации кинетической энергии  $\epsilon$ , характеризующей интенсивность механической турбулентности. Из лидарных и метеорологических данных оценивался параметр  $\epsilon$ , полученные значения сочетались между собой, коэффициент корреляции составил 0,6 при скорости ветра  $> 5$  м/с.

Получено, что данные турбулентного лидара с учетом специфики эксперимента удовлетворительно согласуются с наблюдениями на метеорологической мачте. Полагаем, что дальнейшие исследования и совершенствование методики обработки данных позволят эффективно использовать турбулентный лидар для дистанционного контроля интенсивности

турбулентных пульсаций коэффициента преломления воздуха и интенсивности механической турбулентности в приземном слое атмосферы.

**Благодарности.** Автор благодарен лаборатории климатологии атмосферного состава за обеспечение метеорологической информацией измерительного комплекса ИОА СО РАН.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-934).

## Список литературы

1. Виноградов А.Г., Гурвич А.С., Кашикарров 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. Разенков И.А. Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48; Razenkov I.A. Turbulent lidar: I – Desing // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 273–280.
4. Разенков И.А. Турбулентный лидар. II. Эксперимент // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 2. С. 81–89; Razenkov I.A. Turbulent lidar: II – Experiment // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 281–289.
5. 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.
6. 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.
7. Разенков И.А. Перспективы применения турбулентного УОР-лидара для исследования пограничного слоя атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 1. С. 26–35; Razenkov I.A. Capabilities of a turbulent BSE-lidar for the study of the atmospheric boundary layer // Atmos. Ocean. Opt. 2021. V. 34, N 3. P. 229–238.
8. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М: Наука, 1967. 548 с.
10. URL: <https://www.lop.iao.ru> (last access: 11.02.2022).
11. 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 атмосф. 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.
12. *Камардин А.П., Одинцов С.Л.* Высотные профили структурной характеристики температуры воздуха

в пограничном слое атмосферы по содарным измерениям // *Оптика атмосф. и океана.* 2016. Т. 29, № 8. С. 709–714; *Камардин А.П., Одинцов С.Л.* Height profiles of the structure characteristic of air temperature in the atmospheric boundary layer from sodar measurements // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 1. P. 33–38.

***I.A. Razenkov. Comparison of turbulent lidar data with meteorological measurements.***

The turbulence parameters obtained using lidar are compared with the parameters determined from the average values of velocity and temperature in the surface air layer. The results of observations of the structural constant of the refractive index  $C_n^2$  obtained from the ratio of the turbulent lidar returns in the surface air layer when working along a slightly inclined sounding path are presented. A method for determining the rate of kinetic energy dissipation from lidar data has been tested.