

Н.П. Красненко, Л.Г. Шаманаева

### СТРУКТУРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕМПЕРАТУРЫ И ВНЕШНИЙ МАСШТАБ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Приведены профили структурной характеристики температуры  $C_T^2$  и внешнего масштаба атмосферной турбулентности  $L_0$  по данным измерений трехкомпонентным доплеровским содаром «Звук-2». Интерпретация содарных данных проводилась с использованием итерационного алгоритма, позволяющего учесть турбулентное ослабление сигнала. Сравнение содарных измерений  $C_T^2$  с данными микропульсационных датчиков показало их хорошее согласие. Профили внешнего масштаба турбулентности для пограничного слоя атмосферы получены впервые. Результаты содарных измерений  $L_0$  соответствуют оценкам эффективного масштаба турбулентности оптическими методами.

В настоящее время акустические локаторы (сонары) широко используются для измерения профилей структурных характеристик температуры в атмосферном пограничном слое. Однако сравнение содарных данных с результатами локальных измерений показывает, что среднеквадратическое отклонение содарных измерений достигает 40% для высот 30–500 м. Максимальное отличие содарных данных от значений локальных измерений достигает 2–5 раз. Одной из возможных причин указанных расхождений является неучет турбулентного ослабления содарного сигнала при его распространении до зондируемого объема и обратно. В данной статье интерпретация содарных данных проводится с использованием итерационного алгоритма [1–3], позволяющего учесть потери на дополнительное турбулентное ослабление звукового сигнала, а также получить высотный профиль внешнего масштаба атмосферной турбулентности.

Внешний масштаб турбулентности играет важную роль в теории турбулентности, поскольку он определяет низкочастотную границу инерционного интервала в спектрах флуктуаций температуры и скорости ветра [4]. Знание  $L_0$  необходимо, в частности, для оценки турбулентного ослабления звуковой волны [5]. Вместе с тем высотные профили  $L_0$  в атмосферном пограничном слое никогда ранее не измерялись, хотя в [6] предполагается, что они должны сильно зависеть от местной орографии.

В данной статье обсуждаются результаты содарных измерений структурной характеристики температуры  $C_T^2$  и внешнего масштаба атмосферной турбулентности  $L_0$  в пограничном слое атмосферы. Измерения проводились трехкомпонентным доплеровским содаром «Звук-2» с августа 1996 г. Технические характеристики содара указаны ниже.

Высота зондирования, м	40–700
Рабочая частота $f$ , Гц	1650–1850
Электрическая мощность передатчика $P_0$ , Вт	65
Период посылки зондирующих импульсов $\Delta t$ , с	4; 6; 12
Длительность импульса $\tau$ , мс	150
Эффективная площадь антенны $A_{ef}$ , м <sup>2</sup>	0,5
Коэффициенты преобразования электрической энергии в акустическую и наоборот, $\gamma_1 = \gamma_2$	0,1

Структурная характеристика температуры находилась из соотношения

$$C_T^{2(j)}(z_i) = \frac{2,7 \cdot 10^2 \lambda^{1/3} T^2 P(z_i) z_i^2}{\gamma_1 \gamma_2 P_0 c A_{ef} \tau L^{(j-1)}(z_i)}, \quad (1)$$

где  $j$  – номер итерации,  $j = 1, \dots, M$ ;  $z_i$  задает текущую высоту объема зондирования,  $z_i = i \cdot \Delta z$ , где  $\Delta z = c\tau/2$  – разрешение содара по высоте,  $i = i_0, i_0 + 1, \dots, N$ ,  $i_0$  задает минимальную высоту зондирования  $z_0 = i_0 \Delta z$ ;  $N$  определяет максимальную высоту зондирования и равно числу строб-импульсов в реализации;  $c$  – скорость звука в воздухе,  $c = 20,05 \sqrt{T}$ ;  $T$  – приземная температура;  $\lambda = cf$  – длина звуковой волны;  $P(z_i)$  – мощность принятого с высоты  $z_i$  акустического сигнала;

$$L^{(j)}(z_i) = L_{abs}(z_i) L_{turb}^{(j)}(z_i) \quad (2)$$

– множитель, учитывающий затухание звука на трассе распространения до зондируемого объема и обратно, обусловленное его классическим и молекулярным поглощением  $L_{abs}(z_i)$  и турбулентным ослаблением  $L_{turb}^{(j)}(z_i)$  за счет рассеяния на флуктуациях температуры и скорости ветра.

Первая итерация  $C_T^{2(1)}(z)$  рассчитывалась из уравнения (1) без учета турбулентного ослабления при

$$L^{(0)}(z_i) = L_{abs}(z_i) = \exp \{-2 (\beta_{cl} + \beta_{mol}) z_i\}. \quad (3)$$

При этом коэффициенты классического и молекулярного поглощения рассчитывались по формулам [7]:

$$\beta_{cl}(f) = 4,02 \cdot 10^{-11} f^2, \quad [M^{-1}], \quad (4)$$

$$\beta_{mol}(f, t, u) = \frac{\beta_{max}}{304,8} \left[ (0,18 f_k)^2 + \left( \frac{2 f_k^2}{1 + f_k} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad [M^{-1}], \quad (5)$$

где  $f_k = ff_m$ ,  $f_m$  – частота, на которой поглощение звука максимально при заданной температуре  $t$ , °C, давлении  $p$ , мбар, и относительной влажности  $u$ , %, определяемая из соотношения

$$f_m = (10 + 6600 h + 444000 h^2) p_1 / t_1^{0,8}. \quad (6)$$

Здесь приведенное давление  $p_1 = p/1014$  мбар,  $t_1 = (1,8 t + 492)/519$ , параметр  $h = e_1 \cdot 100/p_1$  зависит от концентрации  $e_1$  водяного пара в атмосфере, которая определяется из формулы [8]:

$$e_1 = 0,0611107 \cdot 10^{M_1 \cdot u}; \quad (7)$$

$$M_1 = 7,63 t / (241,9 + t). \quad (8)$$

Параметр  $\beta_{\max}$  в формуле (5) определяется из соотношения

$$\beta_{\max} = 0,0018 t_1^{-2,5} \exp \{7,77 (1 - t_1^{-1})\}. \quad (9)$$

Вторая и последующие итерации  $C_T^{(j)}$  находились с учетом турбулентного ослабления. Множитель турбулентного ослабления в формуле (2) ( $j$ -я итерация) рассчитывался из соотношения

$$L_{\text{турб}}^{(j)}(z_i) = \exp \left\{ -2 \Delta z \sum_{i=1}^N [\beta_V^{(j)}(z_i) + \beta_T^{(j)}(z_i)] \right\}. \quad (10)$$

Здесь коэффициенты рассеяния на флуктуациях температуры и скорости ветра находились по формулам

$$\beta_V^{(j)}(z_i) = 9,545 \frac{C_V^2(z_i)}{c^2} \frac{[L_0^{(j)}(z_i)]^{5/3}}{\lambda^2}, \quad (11)$$

$$\beta_T^{(j)}(z_i) = 0,3596 \frac{C_T^2(z_i)}{T^2} \frac{[L_0^{(j)}(z_i)]^{5/3}}{\lambda^2}, \quad (12)$$

полученным в [5] при условии  $L_0^2 \gg \lambda^2$ , что выполняется в нашем случае ( $\lambda = 20$  см). Входящая в формулу (12)  $j$ -я итерация  $C_T^2$  рассчитывалась по формуле (1).

Внешний масштаб атмосферной турбулентности и структурная характеристика скорости ветра определялись следующим образом.

Структурная характеристика скорости ветра находилась усреднением мгновенных значений трех компонентов скорости ветра  $V_{x_k}(z_i)$ ,  $V_{y_k}(z_i)$ ,  $V_{z_k}(z_i)$ , измеренных содаром «Звук-2»:

$$C_V^2(z_i) = \left( \Delta t \sqrt{V_{x \text{ av}}^2(z_i) + V_{y \text{ av}}^2(z_i) + V_{z \text{ av}}^2(z_i)} \right)^{-2/3} \times \frac{1}{K-1} \sum_{k=1}^{K-1} [V_k(z_i) - V_{k+1}(z_i)]^2, \quad (13)$$

где  $\Delta t = 12$  с – период повторения импульсов;  $K = 50$  – число импульсов в единичной серии измерений,

$$V_{x \text{ av}}(z_i) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K V_{x_k}(z_i), \quad V_{y \text{ av}}(z_i) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K V_{y_k}(z_i),$$

$$V_{z \text{ av}}(z_i) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K V_{z_k}(z_i) \quad (14)$$

– компоненты скорости ветра, усредненные за период времени  $K \Delta t$ , и

$$V_k(z_i) = \frac{V_{x_k}(z_i) V_{x \text{ av}}(z_i) + V_{y_k}(z_i) V_{y \text{ av}}(z_i) + V_{z_k}(z_i) V_{z \text{ av}}(z_i)}{\sqrt{V_{x \text{ av}}^2(z_i) + V_{y \text{ av}}^2(z_i) + V_{z \text{ av}}^2(z_i)}}. \quad (15)$$

Поскольку в нашем эксперименте измерялись только компоненты скорости ветра, усредненные за 10-минутные интервалы,  $C_V^2$  аппроксимировался с использованием эмпирического соотношения

$$C_V^2(z_i) = C_{V_0}^2 (0,04 + 0,33 z_i^{-2/3}), \quad (16)$$

предложенного в [9] для условий дневной конвекции. Значение параметра  $C_{V_0}^2$  определялось по данным измерений микропульсационными датчиками, установленными на высоте  $z = 17$  м над поверхностью земли.

Внешний масштаб турбулентности оценивался следующим образом. Для волн оптического диапазона в [10] получено выражение для структурной характеристики показателя преломления

$$C_n^2(z_i) = 2,8 M(z) L_0^{4/3}(z), \quad (17)$$

где  $M(z)$  – градиент показателя преломления, связанный с градиентом логарифма потенциальной температуры соотношением

$$M(z) = -78 \cdot 10^6 \frac{p(z)}{T(z)} \frac{\delta \ln \theta(z)}{\delta z}. \quad (18)$$

В свою очередь, потенциальная температура связана с температурой и давлением воздуха известной формулой

$$\theta(z) = T(z) [1000/p(z)]^{0,286}. \quad (19)$$

С учетом формулы [11]

$$C_n^2(z) = C_T^2(z) \left[ \frac{78 \cdot 10^6 p(z)}{T^2(z)} \right]^2, \quad (20)$$

связывающей структурную характеристику показателя преломления для волн оптического диапазона со структурной характеристикой флуктуаций температуры, из (17)–(19) получим

$$L_0(z) = \left[ \frac{C_T^2(z)}{2 [\delta \theta / \delta z]^2} \left( \frac{p(z)}{1000} \right)^{0,572} \right]^{3/4}. \quad (21)$$

Для атмосферного пограничного слоя в рассматриваемом диапазоне высот  $60 \leq z \leq 700$  м можно принять  $p(z) \cong 1000$  мбар,  $\delta \theta / \delta z \cong \gamma_a$  (см. [12]), где  $\gamma_a = 9,8$  град/км – адиабатический градиент температуры. Окончательно, для  $j$ -й итерации внешнего масштаба атмосферной турбулентности имеем

$$L_0^{(j)}(z_i) = [C_T^{2(j)}(z_i) / (2,8 \gamma_a^2)]^{3/4}. \quad (22)$$

Таким образом, итерационный алгоритм обработки данных акустического зондирования строился следующим образом. Структурная характеристика температуры рассчитывалась по формуле (1), и внешний масштаб турбулентности по формуле (22) последовательно для каждого строб-импульса с номером  $i = i_0, i_0+1, \dots, N$ . Начальная высота зондирования  $z_0 = i_0 \Delta z$  определялась мертвой зоной содара и уровнем окружающих шумов и варьировала от 66 до 88,5 м, в зависимости от метеоусловий и шумовой обстановки. Максимальная высота зондирования  $z_{\max} = N \Delta z$  менялась от 250 до 650 м. Для каждого строб-импульса, начиная с номера  $i_0$ , рассчитывалась первая итерация  $C_T^{2(1)}$  без учета турбулентного ослабления. Затем по формуле (22) вычислялась первая итерация внешнего масштаба турбулентности  $L_0^{(1)}$ . Далее эти величины использовались для расчета первых итераций коэффициентов ослабления по формулам (11), (12) и подставлялись в формулу (10) для расчета первой итерации множителя турбулентного ослабления, который затем подставлялся в соотношение (1) для расчета второй итерации  $C_T^{2(2)}(z_i)$ , и т.д. Итерационный цикл заканчивался, когда разность между последующим и предыдущим значениями  $C_T^2$  и  $L_0$  была меньше заранее заданного значения (в нашем случае, менее 5%). Итерационная процедура прекращалась, когда число итераций на заданной высоте превышало 100 или когда итерации начинали расходиться.

На рис. 1 показана факсимильная запись сигнала обратного рассеяния, полученная содаром «Звук-2» 29.09.96 г. в условиях развитой конвекции. Видны мощные конвективные потоки до высот 150–200 м. Стрелками отмечены начала трех последовательных 10-минутных сеансов зондирования, высотные профили  $C_T^2$  для которых показаны на рис. 2.

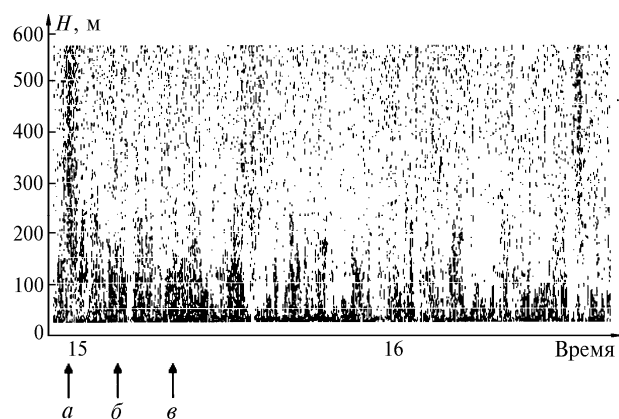


Рис. 1. Факсимильная запись сигнала содара «Звук-2» 29.09.96 г. с 14 ч 55 мин до 16 ч 47 мин. Стрелками указаны начала трех последовательных 10-минутных сеансов зондирования, результаты которых обрабатывались с использованием итерационного алгоритма

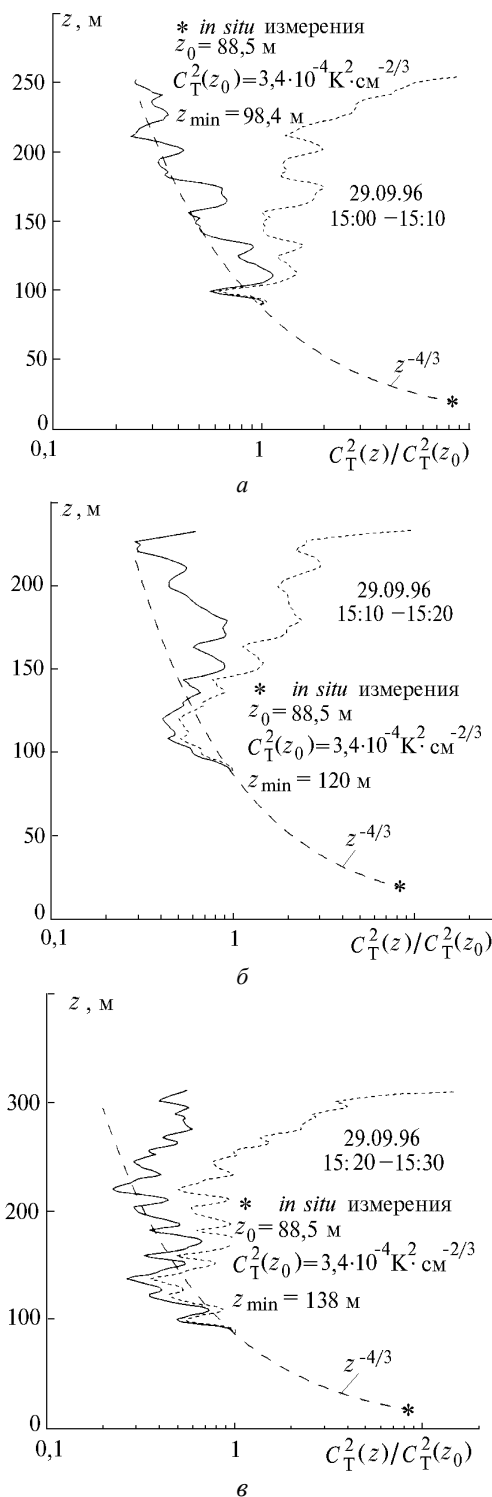


Рис. 2. Нормированные высотные профили  $C_T^2$  для трех последовательных сеансов зондирования, отмеченных на рис. 1

Для сравнения, на рис. 3 приведены высотные профили  $C_T^2$ , восстановленные по результатам акустического зондирования в утренние часы, в условиях развивающейся конвекции. Значения структурной

характеристики нормированы на  $C_T^2(z_0)$  в первой точке измерения, численные значения которых указаны у кривых. Сплошной линией показана первая итерация, штриховой – последняя, для 5% уровня сходимости алгоритма. Здесь же длинными штрихами показана зависимость  $C_T^2(z) \sim z^{-4/3}$ , предсказываемая теорией для условий конвекции. На всех кривых отчетливо проявляется область минимума ( $z_{\min}$ ), до ко-

торой поведение  $C_T^2$  хорошо описывается предсказанной теорией зависимостью. Выше области минимума  $C_T^2$  может расти с увеличением высоты, что отмечалось ранее в [7]. Звездочками отмечены значения  $C_T^2(17 \text{ м})$ , рассчитанные по данным одновременных измерений микропульсационным измерителем. С учетом  $z^{-4/3}$  зависимости они хорошо согласуются с содарными данными.

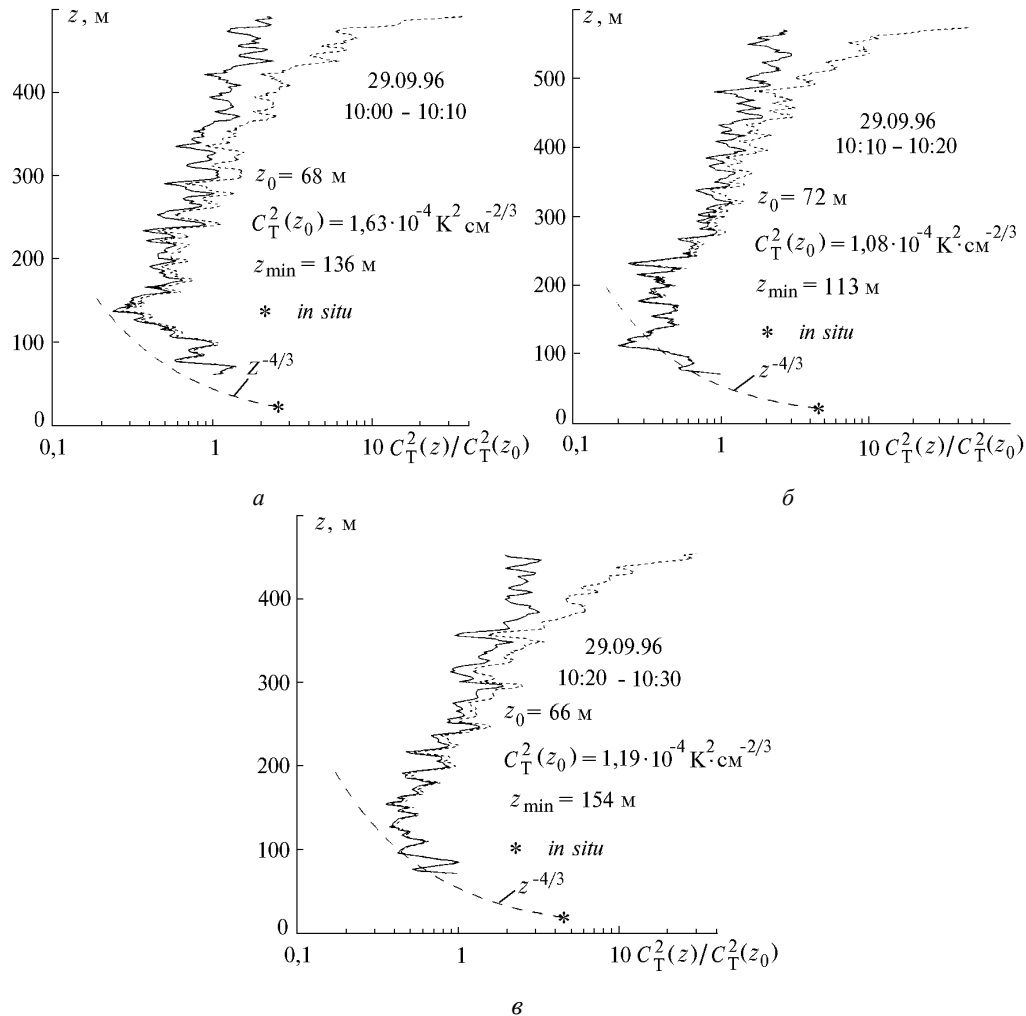


Рис. 3. Нормированные высотные профили  $C_T^2$  для трех последовательных 10-минутных сеансов зондирования в условиях развивающейся конвекции

На рис. 4, 5 показаны профили  $L_0$  для этих сеансов зондирования. Сплошной кривой показана первая итерация, штриховой – последняя. С использованием нелинейного метода наименьших квадратов полученные зависимости аппроксимировались соотношением

$$L_0(z) = A + B z^C. \quad (23)$$

Значения соответствующих коэффициентов и среднеквадратическая погрешность аппроксимации  $\sigma$

указаны у кривых. Аппроксимирующая зависимость показана плавной сплошной кривой.

Из рис. 4, 5 видно, что внешний масштаб турбулентности растет в зависимости от высоты, что согласуется с имеющимися моделями внешнего масштаба, обзор которых приведен в [13]. Его начальные значения  $A$  меняются от 1,98 до 14,68 м. Согласно [13] эффективный внешний масштаб атмосферной турбулентности, определяемый путем минимизации интегральной квадратичной невязки

структурных функций флуктуации фазы оптической волны, соответствующих модельному профилю внешнего масштаба  $L_0(z)$  и постоянному значению внешнего масштаба  $L_0$ , лежит в пределах 0,68–34,7 м для «наилучшей» модели турбулентности, соответствующей наилучшим условиям видения, и 1,31–55,4 м для «наихудшей» модели турбулентности для наихудших условий видения в атмосфере. Следует отметить, что результаты содарных измерений находятся в пределах значений, полученных в [13].

В интервале высот от 80 до 140 м поведение внешнего масштаба на рис. 4,б хорошо описывается зависимостью  $L_0=2\sqrt{z}$ . На рис. 4,а,в  $L_0$  остается практически постоянным до высот 150–200 м. Из рис. 5 видно, что с интервалом 10 мин происходят как бы периодические изменения внешнего масштаба,

поскольку профили  $L_0$ , приведенные на рис. 5, а,в, очень похожи. Т.е. по аналогии с [15,16] можно предположить, что в атмосфере существуют такие 10-минутные временные масштабы перемежаемости турбулентности (серьезных изменений низкочастотного участка спектра турбулентности).

Обращает на себя внимание тот факт, что в первом сеансе измерений в условиях развитой конвекции (см. рис. 4) регистрировался наиболее сильный сигнал обратного рассеяния до высот порядка 550 м, при этом  $L_0 = 14,64$  м в нижней части атмосферного пограничного слоя (АПС). Во втором сеансе измерений был слабый сигнал, и  $L_0 = 8,74$  м в нижней части АПС (см. рис. 1). В третьем сеансе измерений мощность обратнорассеянного сигнала немного увеличилась. При этом  $L_0 = 9,57$  м в нижней части АПС.

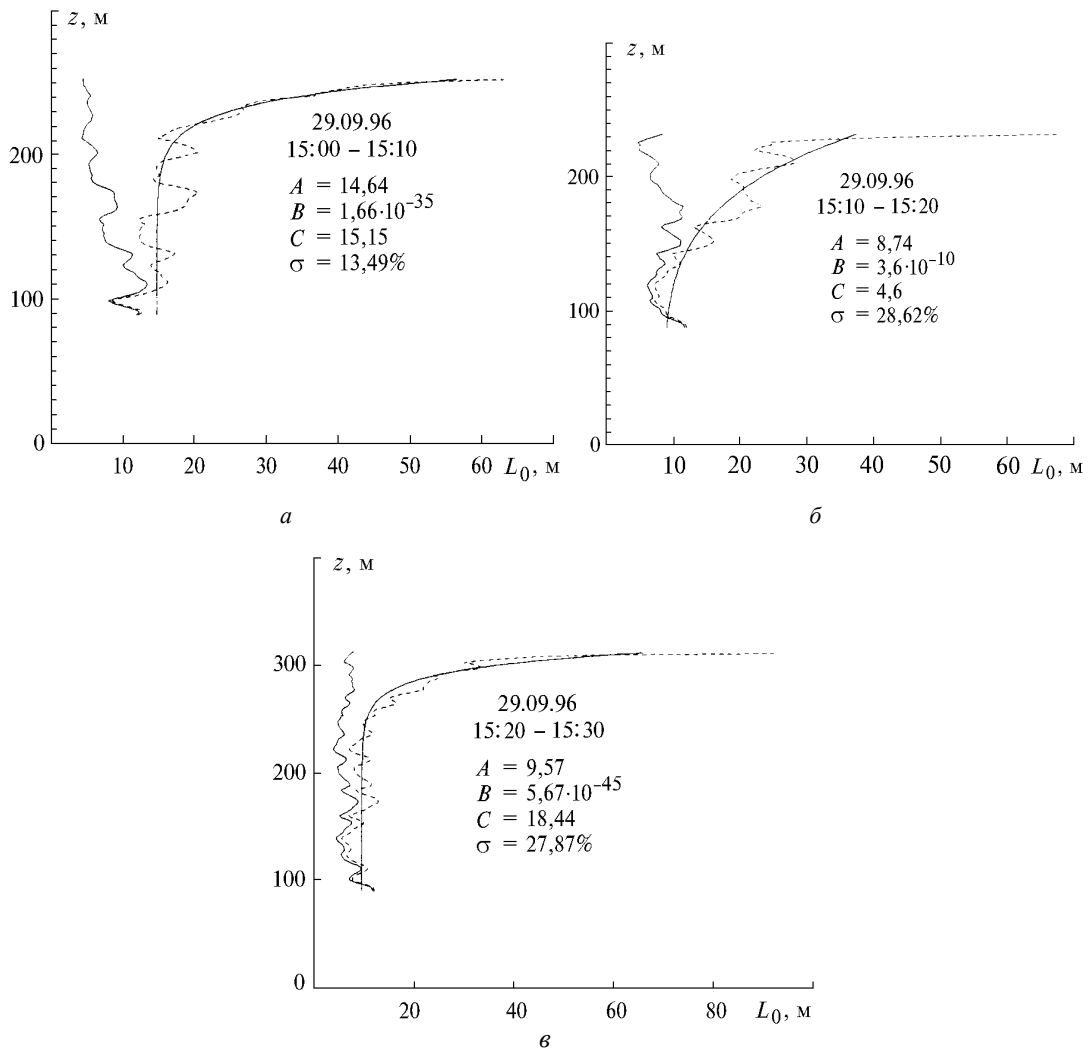


Рис. 4. Вертикальные профили внешнего масштаба атмосферной турбулентности для трех последовательных сеансов зондирования, отмеченных на рис. 1. Соответствующие им профили  $C_T^2$  показаны на рис. 2

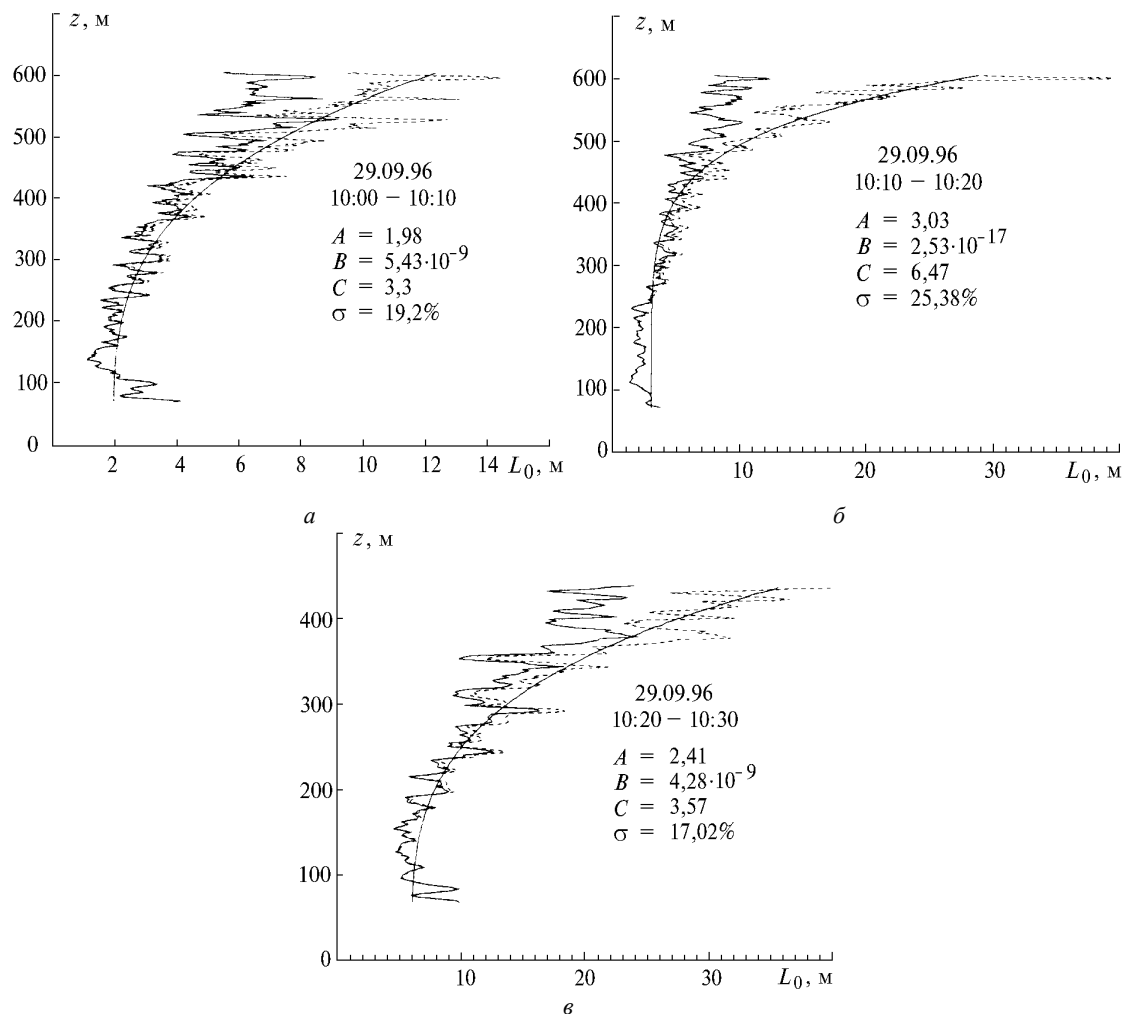


Рис. 5. Вертикальные профили внешнего масштаба атмосферной турбулентности, полученные в условиях развивающейся конвекции для трех последовательных 10-минутных сеансов зондирования 29.09.96 г. с 10 ч. Соответствующие им профили  $C_T^2$  показаны на рис. 3

В заключение следует также отметить, что в утренние часы, в условиях развивающейся конвекции, регистрировались меньшие значения  $L_0$ , что соответствует данным измерений [14].

Работа выполнена при поддержке правительства США через Европейскую исследовательскую службу Армии США по контракту № 68171-96-C-9067.

1. Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 10. N 2. С. 207–210.
2. Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G. // COST-76 Profiler Workshop 1997 (Extended Abstracts). Engelberg: Switzerland, 1997. V. II. P. 318–321.
3. Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. // IV Симпозиум «Оптика атмосферы и океана». (Тезисы докл.). Томск, ИОА СО РАН, 1997. С. 160–161.
4. Колмогоров А.Н. // Доклады Академии наук СССР. 1941. Т. 30. С. 229.
5. Baikalova R.A., Krekov G.M., Shamanaeva L.G. // JASA. 1988. V. 83. N 3. P. 661–664.
6. Sazarin M., ed. // Site testing for the VLT. Data analysis part II: speckle lifetime, isoplanatic angle and outer scale of turbulence.

7. VLT Report N 60. European Southern Observatory, La Silla, 1990. 71 p.
8. Neff W.D. Quantitative evaluation of acoustic echoes from the planetary boundary layer. Report ERL 322-WPL 38. Boulder, Colo., 1975. 34 p.
9. Комаров В.С. Статистическая структура поля влажности в свободной атмосфере над территорией СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1971.
10. Brown E.N., Clifford S.F. // JASA. 1976. V. 60. N 4. P. 788–794.
11. Tatarskii V.I. Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation. Jerusalem: Israel Progr. Scient. Transl. 1971.
12. Coulman C.E., Vernin J., Coqueugniot Y., Caccia J.L. // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 1. P. 155–160.
13. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 639 с.
14. Лукин В.П., Носов Е.В., Фортес Б.В. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 2. С. 162–171.
15. Емалеев О.Н., Лукин В.П., Покасов В.В., Потанин С.Ф. // 5-й Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск, ИОА СО АН СССР, 1979. С. 144–147.
16. Лукин В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 12. С. 144–147.
17. Лукин В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 4. С. 354–377.

*N.P. Krasnenko, L.G. Shamanaeva.* **Structure Parameter for Temperature Fluctuations and Outer Scale of Turbulence Reconstructed from the Data of Acoustic Sounding.**

Profiles of the structure parameter for temperature fluctuations  $C_T^2$  and outer scale of turbulence  $L_0$  are reconstructed from the data of acoustic sounding with the «Zvuk-2» three-channel Doppler sodar. The iterative algorithm considering turbulent signal attenuation is used for sodar data interpretation. A comparison of sodar measurements of  $C_T^2$  with its *in situ* measurements by micro-pulsation sensors has demonstrated their good agreement. Profiles of the outer scale of turbulence have been obtained first for the atmospheric boundary layer. The results of sodar measurements of  $L_0$  agree well with the estimates of the effective outer scale of turbulence by optical methods.