

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ  
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.521

В.Г. Астафуров, Э.Ю. Игнатова, Г.Г. Матвиенко

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛИДАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА  
КОРРЕЛЯЦИОННЫМ ЛИДАРОМ

Построена субоптимальная оценка скорости ветра при спектральной обработке лидарных сигналов. Найдена погрешность этой оценки и проведены ее расчеты в зависимости от атмосферных условий и параметров аппаратуры для экспериментально обоснованных моделей корреляционных функций лидарных сигналов. Даны рекомендации по выбору параметров для двухтрассовой схемы зондирования с учетом времени эволюции аэрозольных неоднородностей.

Скорость и направление ветра в приземном слое атмосферы входят в число необходимых элементов метеорологического обеспечения экологических исследований. В связи с использованием лидаров как приборов экологического мониторинга становятся актуальными лазерные методы измерения характеристик ветра, позволяющие соединить в одном техническом средстве (лидаре) функции экологического и метеорологического контроля.

Для измерения параметров ветра перспективным является метод лазерного зондирования. К его достоинствам относится простота приема и обработки информации, низкие требования к лазерному передатчику по сравнению с когерентно-доплеровским лидаром, оперативность и высокое пространственно-временное разрешение получаемой информации. Однако возможности корреляционного метода в значительной степени ограничены флуктуациями прозрачности до рассеивающих объемов, малым контрастом аэрозольных неоднородностей и их изменчивостью [1].

В данной статье анализируется влияние указанных факторов, а также флуктуаций сигналов и шумов на эффективность измерения скорости ветра корреляционным лидаром при спектральной обработке сигналов. При этом под эффективностью понимаются соотношения между погрешностью определения ветра и факторами атмосферной (параметры пространственно-временных флуктуаций коэффициентов аэрозольного рассеяния, пульсации поля скорости ветра, флуктуации прозрачности, фоновая засветка) и аппаратурной (шумы, время наблюдения, частота следования и энергия импульсов лазерного передатчика) природы.

Рассмотрение проведем для двухтрассовой схемы зондирования, являющейся составным элементом трехтрассового лидара [1], обеспечивающего зондирование профилей вектора скорости ветра, и имеющей самостоятельное значение при зондировании по горизонтальным и слабонаклонным трассам, характерным для экологических лидаров. Рассеивающие объемы, расположенные на этих трассах с центрами в точках  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$ , облучаются поочередно, каждый с частотой  $F$ . Для определения скорости ветра используют корреляционную [1] или спектральную [2] обработку лидарных сигналов. Последняя основана на анализе, фазы  $\Theta_u(\xi, f)$  взаимного спектра  $W_u(\xi, f)$  сигналов. Фазовый спектр имеет вид

$$\Theta_u(\xi, f) = 2\pi |\xi| f \cos \varphi / \langle \mathbf{V} \rangle, \quad (1)$$

где  $\xi = \mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1$  — разнос между центрами рассеивающих объемов;  $|\langle \mathbf{V} \rangle|$  — модуль средней скорости ветра;  $\varphi$  — угол между направлением средней скорости ветра и разном  $\xi$ . Необходимо отметить, что взаимные корреляционные функции и взаимные спектральные плотности интерпретируются сходным образом. Однако последние дают желаемый результат в виде функции от частоты  $f$ , т.е. размера аэрозольных неоднородностей, а не через точечные моменты. Это существенно расширяет диапазон возможных интерпретаций лидарных измерений. При этом оценка средней скорости ветра  $\left\langle \hat{\mathbf{V}} \right\rangle$  по направлению  $\xi$

$$|\langle \hat{\mathbf{V}} \rangle| / \cos \varphi = 2\pi |\xi| f / \Theta_u(\xi, f), \quad (2)$$

полученная из (1), в отличие от корреляционного анализа не зависит от дисперсии скорости ветра  $\sigma_v^2$ . Это объясняется устойчивостью фазового спектра к флуктуациям скорости ветра [3]. Он также устойчив к эволюции аэрозольных неоднородностей, обусловленной турбулентной диффузией [4].

На рис. 1 показана схема, поясняющая формирование сигналов и структуру шумов для корреляционного лидара. Аналогичное представление для однотрассовой схемы зондирования без учета состава шумов сделано в [5].

Поочередное облучение рассеивающих объемов позволяет осуществить временную селекцию сигналов в приемном тракте. Функция когерентности

$$\gamma_u^2(\xi, f) = |W_u(\xi, f)|^2 / [W_{u1}(0, f) W_{u2}(0, f)]$$

и фаза  $\Theta_u(\xi, f)$  характеризуют связь между лидарными сигналами  $u_1(t)$  и  $u_2(t)$  обусловленную переносом аэрозольных неоднородностей через рассеивающие объемы ( $W_{ui}(0, f)$  – автоспектр сигнала  $u_i(t)$ ).

Шумовые компоненты:  $m_{gi}(t)$  – дробовой шум фона, темнового тока и сигнала от  $i$ -го рассеивающего объема ( $i = 1, 2$ );  $m_{Ei}(t)$  – шум, обусловленный флуктуациями энергии  $E$  зондирующих импульсов;  $m_{\tau i}(t)$  – шум, обусловленный флуктуациями оптической толщины  $\tau(R_i)$  на  $i$ -й трассе. Такое представление с аддитивными шумами получается из лидарного уравнения при условии малости вариаций усредненного по рассеивающему объему коэффициента обратного аэрозольного рассеяния  $\beta_a(R_i)$ ,  $\tau(R_i)$  и  $E$ . При зондировании атмосферы короткопериодные вариации  $\beta_a$  не превышают 0,1 [1], а флуктуации энергии твердотельных лазеров, как правило, составляют единицы процентов [6].

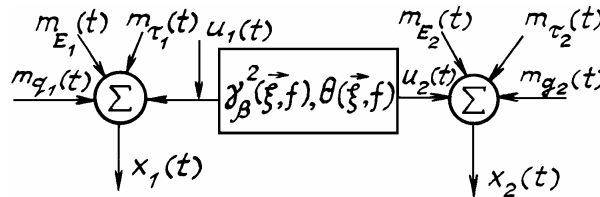


Рис. 1

Анализ погрешности корреляционного метода проведем в рамках гауссовской модели сигналов и шумов. Флуктуации энергии предполагаются некоррелированными.

$$\gamma_u^2(\xi, f) = |W_u(\xi, f)|^2 / [W_{u1}(0, f) W_{u2}(0, f)]$$

где  $\Delta_E = \sqrt{D(E)} / \bar{E}$  – относительное среднеквадратическое отклонение  $E$ ;  $\delta(\tau)$  – дельта-функция;

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j, \\ 0, & i \neq j. \end{cases}$$

– символ Крокера;  $i$  и  $j$  – номера каналов;  $\bar{P}(R_i)$  – средняя суммарная мощность лидарного сигнала. Дробовой шум – «белый» со спектральной плотностью мощности

$$G_{gi} = 2eM_i^2 [\bar{P}(R_i) \kappa \eta + P_{\phi} \kappa \eta + I_{\tau}].$$

Здесь  $e$  – заряд электрона;  $\kappa$  – коэффициент потерь в оптике;  $M_i$ ,  $\eta$  и  $I_{\tau}$  – коэффициент усиления, квантовая эффективность и темновой ток ФЭУ;  $P_{\phi}$  – регистрируемая приемником мощность фонового излучения.

В рамках принятой модели взаимный спектр сигналов и шумов определяется выражением

$$W(\xi, f) = W_u(\xi, f) + W_{\tau}(\xi, f).$$

Составляющая  $W_u(\xi, f)$  является информативной для получения оценки (1) средней скорости ветра по направлению  $\xi$ . Взаимный спектр  $W_{\tau}(\xi, f)$  шумов  $m_{\tau1}(t)$  и  $m_{\tau2}(t)$  является помехой, приводящей к искажению фазы  $\Theta_u(\xi, f)$  лидарных сигналов

$$\Theta(\xi, f) = \Theta_u(\xi, f) + \Delta\Theta_{\tau}(\xi, f)$$

В результате оценка скорости ветра (1) становится смещенной. Величина смещения при  $\Delta\Theta_{\tau}/\Theta_u \ll 1$  определяется выражением

$$\Delta | \langle \hat{V} \rangle | / \cos \varphi = -2\pi | \xi | f \Delta\Theta_{\tau}(\xi, f) / \Theta_u^2(\xi, f).$$

В [1] рассмотрена ошибка, имеющая такую же природу, но при корреляционной методике обработки лидарных сигналов. Показано, что ее необходимо учитывать при больших дальностях  $R$  и высокой замутненности атмосферы. Имея в виду указанное обстоятельство, при дальнейшем рассмотрении не будем учитывать данную составляющую погрешности.

При построении оценки (1) целесообразно использовать весь объем получаемой спектральной

информации  $\{\hat{\Theta}(i\Delta f)\}$ ,  $i = \overline{1, N}$ . Здесь  $\Delta f = 1/t_n$  – спектральное разрешение,  $t_n$  – время наблюдения. Выбор параметра  $N$  будет рассмотрен ниже. Из (1) видно, что фаза линейно зависит от частоты

$$\Theta(\xi, f) = af, \quad (3)$$

где  $a = 2\pi|\xi|\cos\varphi / |\langle \mathbf{V} \rangle|$ . Таким образом, оценивая по фазовому спектру коэффициент  $a$ , найдем оценку скорости ветра

$$|\langle \hat{\mathbf{V}} \rangle| / \cos\varphi = 2\pi|\xi|/a. \quad (4)$$

Для построения субоптимальной оценки коэффициента  $a$  по набору  $\{\hat{\Theta}(i\Delta f)\}$  используем метод наименьших квадратов [7]. Можно показать, что для линейной зависимости (3)

$$\hat{a} = \frac{6 \sum_{i=1}^N i \hat{\Theta}(i\Delta f)}{\Delta f N(N+1)(2N+1)}.$$

При этом относительная среднеквадратическая погрешность оценки (4)

$$\delta_V = \delta \left( \frac{|\langle \hat{\mathbf{V}} \rangle|}{\cos\varphi} \right) = \frac{3|\langle \mathbf{V} \rangle| \sqrt{\sum_{i=1}^N i^2 D[\hat{\Theta}(i\Delta f)]}}{\pi|\xi|\cos\varphi \Delta f N(N+1)(2N+1)}.$$

В рамках принятой гауссовской модели сигналов и шумов дисперсия оценки  $D[\hat{\Theta}(i\Delta f)]$  определяется выражением [8]

$$D[\hat{\Theta}(i\Delta f)] = \frac{1 - \gamma^2(i\Delta f)}{2M\gamma^2(i\Delta f)}, \quad (5)$$

где  $\gamma^2(f)$  – функция взаимной когерентности совокупностей сигналов и шумов, соответствующих различным рассеивающим объемам;  $M$  – число независимых пар реализаций, используемых для спектрального анализа. С ростом  $\gamma^2(f)$  дисперсия оценки фазы уменьшается. Входящая в (5) функция взаимной когерентности определяется выражением

$$\gamma^2(f) = \gamma_u^2(\xi, f) \prod_{i=1}^2 \left\{ \frac{\Delta_E^2 \bar{P}^2(R_i) \tau_{\kappa}}{W_{ui}(0, f)} + \frac{G_{gt}(f)}{2W_{ui}(0, f)} + 1 \right\}^{-1}.$$

Для проведения численных расчетов необходима модель взаимного спектра лидарных сигналов, который преобразованием Фурье связан с взаимной корреляционной функцией  $B_u(\xi, \tau)$ . В [2] получено выражение для  $B_u(\xi, \tau)$  в предположении, что спектр флуктуаций концентрации аэрозольных частиц подчиняется степенному закону Колмогорова–Обухова, компоненты скорости ветра распределены по нормальному закону с одинаковыми дисперсиями  $\sigma_v^2$ . Для случая замороженной турбулентности это выражение имеет вид

$$B_u(\xi, \tau) = \frac{h^2 \kappa^2 \prod_{j=1}^2 \bar{P}(R_j) \varepsilon_i}{(a_v^2 + v_0^{-2})^{1/3} - a_v^{2/3}} \left\{ \left( a_v^2 + v_0^{-2} + \frac{\sigma_v^2 \tau^2}{2} \right)^{1/3} {}_1F_1 \left( -\frac{1}{3}; \frac{3}{2}; -\frac{(\xi - \langle \mathbf{V} \rangle \tau)^2}{4 \left( a_v^2 + v_0^{-2} + \frac{\sigma_v^2 \tau^2}{2} \right)} \right) - \right. \\ \left. - \left( a_v^2 + \frac{\sigma_v^2 \tau^2}{2} \right)^{1/3} {}_1F_1 \left( -\frac{1}{3}; \frac{3}{2}; -\frac{(\xi - \langle \mathbf{V} \rangle \tau)^2}{4 \left( a_v^2 + \frac{\sigma_v^2 \tau^2}{2} \right)} \right) \right\},$$

где

$$\varepsilon_i = \Delta_{\beta i} / (1 + \beta_m(R_i) / \beta_a(R_i)),$$

$\Delta_{\beta i}$  – относительное среднеквадратичное отклонение  $\beta_a(R_i)$ ,  $\beta_m(R_i)$  – коэффициент обратного молекулярного рассеяния.

Здесь  $a_V$  – размер эквивалентного изотропного рассеивающего объема;  ${}_1F_1$  – вырожденная гипергеометрическая функция,  $v_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности, высотная зависимость которого определяется выражением

$$L_0 = \min(2\sqrt{H}, 120),$$

$H$  – высота в метрах над поверхностью земли. Флуктуации скорости ветра и эволюция аэрозольных неоднородностей являются статистически независимыми [4]. Поэтому влияние времени эволюции  $t_1$  можно учесть умножением  $B_n(\xi, \tau)$  на коэффициент [2]

$$q(\xi, t_1) = \left[ (a_V^2 + v_0^{-2})^{1/3} {}_2F_1\left(-\frac{1}{3}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2}; -\frac{|\xi|^2 \tau_m^2}{2(a_V^2 + v_0^{-2})\tau_1}\right) - a_V^{2/3} {}_2F_1\left(-\frac{1}{3}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2}; -\frac{|\xi|^2 \tau_m^2}{2a_V^2 \tau_1}\right) \right] \left[ (a_V^2 + v_0^{-2})^{1/3} - a_V^{2/3} \right]^{-1},$$

где  $\tau_m = |\xi| \cos \varphi / (|\langle \mathbf{V} \rangle| + 3\sigma_V^2 / |\langle \mathbf{V} \rangle|)$  – положение максимума  $B_n(\xi, \tau)$ . Выполняются следующие асимптотики:  $q \rightarrow 0$  при  $t_1 \rightarrow 0$  и  $q \rightarrow 1$  при  $t_1 \rightarrow \infty$ .

Модельные расчеты проводились для лидара со следующими параметрами: диаметр приемной апертуры  $d = 0,3$  м;  $\bar{E} = 0,3$  Дж;  $\Delta_E = 0,05$ , угол поля зрения приемника  $\Theta = 10$  мрад;  $\kappa = 0,6$ ; длина волны  $\lambda = 1,06$  мкм, детектор ФЭУ-83, полоса оптического фильтра – 10 Е, угол между трассами  $\alpha = 3,9^\circ$ , пространственное разрешение  $\Delta R = 200$  м и интервал пространственной дискретизации  $\Delta r = 10$  м ( $M = \Delta R / \Delta r = 20$ ),  $F_n = 10$  Гц,  $t_n = 180$  с. При расчетах использовалась оптическая модель атмосферы из [9], углочастотная спектральная плотность мощности фонового излучения равна  $10^{-10}$  Вт/м<sup>2</sup> · Е · ср, что соответствует точным условиям зондирования [10],  $\Delta_p = 0,06$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\sigma_V/v = 0,05$  ( $v = |\langle \mathbf{V} \rangle|$ ). На рис. 2 показаны зависимости относительных ошибок от высоты для различных значений скорости ветра и времени эволюции при вертикальном зондировании (биссектриса угла, образованного трассами, перпендикулярна к поверхности Земли). Сравнение зависимостей для замороженной турбулентности  $t_1 = \infty$  (пунктирные кривые) и  $t_1 = 43$  с (сплошные) позволяют сделать вывод о существенном влиянии времени эволюции на погрешность измерений, особенно при малых скоростях и больших дальностях. Это объясняется тем, что с ростом  $H$  возрастает величина измерительной базы

$$|\xi| = 2H \operatorname{tg}(\alpha/2),$$

что приводит к увеличению времени переноса через нее аэрозольных неоднородностей.

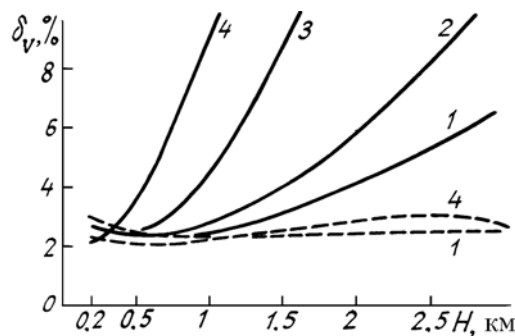


Рис. 2. Зависимость относительной ошибки  $\delta_V$  от высоты для времени эволюции  $t_1 = 43$  с (сплошные кривые) и замороженной турбулентности (штриховые)  $v = 30$  м/с (1), 20 (2), 10 (3) и 50 (4)

При определении  $\hat{a}$  по набору  $\{\hat{\Theta}(i\Delta f)\}$  необходимо правильно выбрать  $N$ . Как показывают расчеты, существует оптимальное значение  $N$ , минимизирующее погрешность  $\delta_V$ . Область изменения фазы  $\Theta(\xi, f)$  лежит в интервале  $[-\pi, \pi]$ . В результате при переходе через частоту  $f_\pi = v/2|\xi|$  фазовый спектр имеет разрыв, что существенно усложняет его обработку ( $f_\pi$  – частота, для которой  $\Theta(f_\pi) = \pm\pi$ ). Поэтому при расчетах погрешности  $N$  определялось как число оценок фазы на интервале  $(0, f_\pi)$ .

В таблице приведены значения граничных частот  $f_\pi$  для  $v = 1$  м/с и  $v = 30$  м/с, соответствующие им числа оценок  $N$  и минимальные размеры аэрозольных неоднородностей  $l_{\min} = v/f_\pi = 2|\xi|$ . Данные таблицы показывают невозможность измерения малых значений скорости на больших высотах при существующей геометрии. Для устранения этого можно предложить уменьшение измерительной базы. Сказанное иллюстрирует рис. 3, на котором сравниваются зависимости  $\delta_V$  от высоты при  $\alpha = 3,9$  и  $2,3^\circ$  для  $v = 10$  м/с и различных значений времени эволюции. Здесь же штриховыми кривыми показаны зависимости при  $\Delta_E = 0$ , которые иллюстрируют существенный вклад в ошибку флуктуаций энергии. Значения остальных параметров соответствуют рис. 2. Наличие минимума  $\delta_V$  на высоте  $\sim 700$  м связано с ростом измерительной базы, которое затем компенсируется

преобладающим влиянием времени эволюции аэрозольных неоднородностей и уменьшением мощности лидарных сигналов.

$H$ , км	$v=1$ м/с		$v=30$ м/с		$l_{\min}$ , м
	$f_{\pi}$ , Гц	$N$	$f_{\pi}$ , Гц	$N$	
0,2	0,03	5	1	180	29,7
0,4	0,015	3	0,5	90	59,3
0,6	0,01	2	0,33	60	88,9
0,8	0,0084	1	0,26	47	118
1	0,0067	1	0,20	36	148
1,4	0,0048	1	0,14	26	207
1,8	0,0038	—	0,11	20	267
2,2	0,0031	—	0,092	16	326
2,6	0,0026	—	0,078	14	385
2,8	0,0024	—	0,072	13	415
3	0,0023	—	0,067	12	445

Другой возможностью уменьшения погрешности измерений является увеличение  $t_n$ , что приводит к росту  $N$ . Если объем данных считать фиксированным, то рост  $t_n$  должен сопровождаться одновременным снижением частоты  $F_n$ . Поскольку частота Найквиста при  $F_n = 10$  Гц составляет 5 Гц, а максимальное значение  $f_{\pi} = 1$  Гц (см. таблицу), то такая возможность имеется. На рис. 4 приведены зависимости относительных ошибок от высоты для  $t_n = 180$  с,  $F_n = 10$  Гц (сплошные кривые) и  $t_n = 360$  с,  $F_n = 5$  Гц (штриховые), различных скоростей ветра,  $t_1 = 43$  с и неизменных значений остальных параметров.

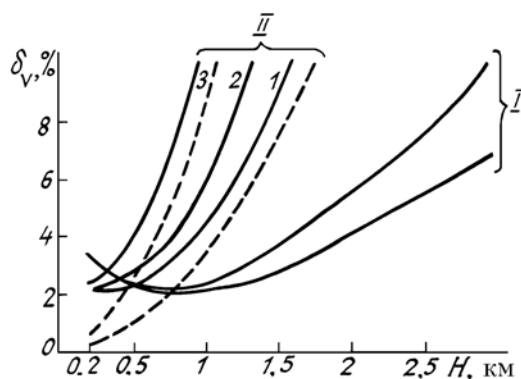


Рис. 3. Зависимость относительной ошибки  $\delta_V$  от высоты для  $\Delta_E = 0,05$  (сплошные кривые) и  $\Delta_E = 0$  (штриховые):  $v = 10$ ,  $\alpha = 2,3^\circ$  (I),  $\alpha = 3,9^\circ$  (II),  $t_1 = 43$  с (1), 30 (2) и 15 (3)

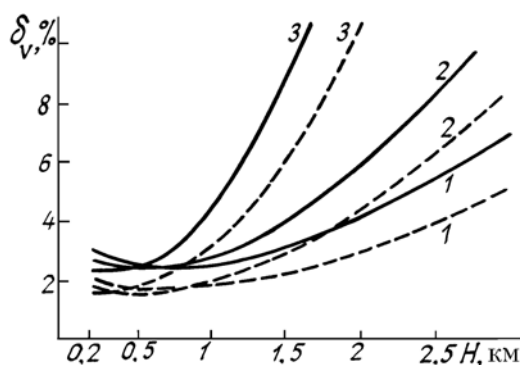


Рис. 4. Зависимость относительной ошибки  $\delta_V$  от высоты для  $t_n = 180$  с,  $F_n = 10$  Гц (сплошные кривые) и  $t_n = 360$  с,  $F_n = 5$  Гц (штриховые).  $v = 30$  м/с (1), 20 (2) и 10 (3)

Таким образом, для снижения уровня ошибок целесообразно выполнять нормирование мощности лидарных сигналов на энергию зондирующих импульсов. При этом погрешность измерения энергии должна быть выше уровня  $\Delta_E$ , в противном случае нормирование  $P(t)$  не даст желаемого результата.

При большом диапазоне высот можно выполнять измерения при различных углах  $\alpha$  между трассами. Это дает возможность снизить величину ошибок и влияние времени эволюции на больших расстояниях. Полученные результаты также позволяют обоснованно задавать требования к параметрам корреляционных лидаров, исходя из точностных характеристик.

Авторы выражают благодарность И.А. Разенкову за полезное обсуждение результатов работы и консультации.

1. Применение корреляционных методов в атмосферной оптике/Орлов В.М., Матвиенко Г. Г., Самохвалов И.В. и др. Новосибирск: Наука, 1983. 150 с.
2. Балин Ю.С., Беленький М.С., Разенков И.А. и др. // Оптика атмосферы. Т. 1. № 8. С. 77–83.
3. Азизян Г.В., Гурвич А.С., Холмянский М.З. // Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16. № 3. С. 236–243.
4. Гурвич А.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 4. С. 345–354.
5. Балин Ю.С., Разенков И.А., Ростов А.П. // Оптика атмосферы 1991. Т. 4. № 4. С. 432–438.
6. Аршинов Ю.Ф., Балин Ю.С. и др. // Квантовая электроника. 1983 Т. 10. № 2. С. 390–397.
7. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. М.: Изд. физ-мат. литературы. 1961. 524 с.
8. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
9. Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. // Спектроскопические методы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1985. С. 4–44.
10. Пратт К. Лазерные системы связи. М.: Связь, 1972. 232 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
31 января 1992 г.

#### V.G. Astafurov. **The Efficiency of Lidar Measurements of Wind Velocity by a Correlation Lidar.**

A suboptimal estimate of the wind velocity based on the spectral processing of lidar signals is constructed. The error of this estimate is calculated and its calculations are performed for different atmospheric conditions and instrumental parameters for the experimentally confirmed models of the correlation functions of lidar signals. Some recommendations are given on the choice of parameters of a two-path method of sounding with an account of evolution time of the aerosol inhomogeneities.