

В.А. Банах, В.Л. Миронов, В.В. Морский, И.Н. Смалихо, И.А. Суторихин

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО НА АЭРОЗОЛЬНОМ ШЛЕЙФЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проведен анализ флуктуаций интенсивности света, возникающих при рассеянии на частицах дымового факела в атмосфере вследствие перемешивания частиц крупномасштабными турбулентными вихрями. Рассчитаны средняя интенсивность, относительная дисперсия и временной масштаб корреляции интенсивности рассеянного излучения, фиксируемого в фокальной плоскости приемного телескопа. Полученные результаты позволяют априорно оценивать время экспозиции, необходимое для получения оптических изображений дымовых шлейфов с той или иной степенью усреднения.

В работе [1] рассмотрены некоторые возможности определения мощности выбросов в атмосферу промышленных загрязнений и концентрации частиц в дымовых шлейфах по измерениям обратного рассеяния оптического излучения. Однако в [1] не учитывается, что из-за атмосферной турбулентности концентрация рассеивающих частиц, а следовательно, и интенсивность принимаемого оптического сигнала являются случайными функциями координат и времени. Анализ флуктуаций интенсивности рассеянного на частицах дымового факела оптического излучения может быть полезен как для оценок времени измерения усредненной картины изображения факела, так и для получения дополнительной информации об объекте зондирования.

В настоящей статье проведен анализ среднего распределения, дисперсии и временного масштаба корреляции интенсивности рассеянного на частицах дымового факела оптического излучения в плоскости изображения телескопа.

Постановка задачи. Пусть оптический пучок, распространяющийся вдоль оси z' декартовой системы координат $\{z', x', y'\}$, падает на дымовой шлейф аэрозольных частиц, перемещающихся вдоль оси y' вследствие ветрового переноса. Рассеянное назад излучение фиксируется в плоскости изображения телескопа. Согласно [1] изменение интенсивности рассеянного излучения вдоль координаты x в фокальной плоскости телескопа описывается формулой

$$U(x, t) = q_r \{1 - \exp[-2\tau(x, t)]\}, \quad (1)$$

где q_r – геометрический фактор, определяемый параметрами приемо-передающей системы и оптическими свойствами рассеивающих частиц дымового факела;

$$\tau(x, t) = \sigma_{\text{эф}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \rho\left(z', \frac{L}{F_t} x, y, t\right) \quad (2)$$

– оптическая толща дымового факела вдоль оси z' ; $\sigma_{\text{эф}}$ – коэффициент, представляющий собой в случае малых частиц ($r_0 \lesssim \lambda/2$, r_0 – эффективный радиус частиц, λ – длина волны излучения) сумму сечений рассеяния σ_s и поглощения σ_a , а в случае крупных частиц ($r_0 \gg \lambda/2$) – сечение поглощения σ_a [1]; ρ – концентрация частиц дымового факела в точке $\{z', x', y'\}$ в момент времени t ; y – расстояние от источника дымовых выбросов $y' = 0$ до плоскости $y' = y$, откуда приходит рассеянное оптическое зондирующее излучение; L – расстояние от приемного телескопа с фокусным расстоянием F_t до оси дымового факела.

Концентрация ρ имеет сложную зависимость от координат и времени. Случайные пространственно-временные изменения концентрации ρ обуславливают флуктуации интенсивности U . В дальнейшем будем рассматривать ситуацию, когда основной вклад в флуктуации интенсивности вносят крупномасштабные турбулентные вихри, вызывающие случайные смещения дымового факела. При этом будем рассматривать схему зондирования дымового факела.

ла, например от заводской трубы, так, как мы его наблюдаем сбоку (изображение факела вдоль вертикальной оси x). Предполагая, что выходящий из трубы дым не перегрет и практически не имеет собственной скорости, так что его частицы сразу подхватываются ветром [6], для концентрации ρ воспользуемся гауссовой моделью факела [2–4]

$$\rho(z', x', y, t) = \frac{M}{\pi V a_z a_x} \exp \left\{ -\frac{[z' - \tilde{z}(y, t)]^2}{a_z^2} - \frac{[x' - \tilde{x}(y, t)]^2}{a_x^2} \right\}, \quad (3)$$

где V – средняя скорость ветра, направление которого параллельно оси y ; y – расстояние вдоль оси факела от устья трубы до плоскости наблюдения $\{z', x'\}$;

$$M = V \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' dx' \rho(z', x', y, t) \quad (4)$$

– мощность выброса [5];

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{z}(y, t) \\ \tilde{x}(y, t) \end{array} \right\} = \frac{V}{M} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' dx' \left\{ \begin{array}{l} z' \\ x' \end{array} \right\} \rho(z', x', y, t) \quad (5)$$

– координаты центра тяжести распределения концентрации в плоскости $\{z', x'\}$;

$$\left\{ \begin{array}{l} a_z^2 \\ a_x^2 \end{array} \right\} = \frac{2V}{M} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' dx' \left\{ \begin{array}{l} (z' - \tilde{z})^2 \\ (x' - \tilde{x})^2 \end{array} \right\} \rho(z', x', y, t) \quad (6)$$

– квадраты эффективных размеров дымового шлейфа соответственно по осям z' и x' .

Подставив (3) в (2) и проведя интегрирование, находим

$$\tau(x, t) = \frac{\sigma_{\text{эф}} M}{\sqrt{\pi V a_x}} \exp \left\{ -\left[\frac{L}{F_t} x - \tilde{x}(y, t) \right]^2 / a_x^2 \right\}. \quad (7)$$

Модели параметров факела. В общем случае мощность выброса M и ширина шлейфа a_x будут случайными функциями расстояния y и времени t и, следовательно, их флуктуации могут повлиять на величину оптической толщины $\tau(x, t)$. При равномерном истечении дыма из трубы для M турбулентной диффузией частиц вдоль направления ветра можно пренебречь. В этом случае величина мощности выброса не зависит от времени и для нее можно записать выражение:

$$M = M(0) \exp(-\alpha y/V), \quad (8)$$

где $M(0)$ – мощность выброса в плоскости источника; α – коэффициент ослабления концентрации за счет реакции частиц с внешней средой и их распада. Мгновенное значение поперечного (вдоль оси x') размера факела можно представить в виде суммы значений a_0 – эффективного размера факела в плоскости источника (a_0 определяется диаметром трубы) и $\Delta \tilde{x}(y, t)$ – уширения факела, связанного с диффузией частиц дыма относительно друг друга из-за мелко-масштабной турбулентности. Очевидно, что если выполняется одно из условий:

$$a_0^2 \gg \langle \Delta \tilde{x}^2 \rangle = \sigma_a^2 \quad (9)$$

или

$$\langle \tilde{x}^2 \rangle = \sigma_x^2 \gg \sigma_a^2, \quad (10)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю; σ_a – диффузное <мгновенное> уширение факела; σ_x^2 – дисперсия смещений факела, то основной вклад в флуктуации оптической толщины будут вносить случайные смещения $\tilde{x}(y, t)$. При этом в (7) a_x^2 можно считать постоянной величиной, определяемой соотношением

$$a_x^2 = a_0^2 + \sigma_a^2. \quad (11)$$

Для оценок σ_x^2 и σ_a^2 воспользуемся формулами, полученными в [6]:

$$\sigma_x^2 = 2\sigma_V^2 t_L^2 [y/Vt_L - 1 + \exp(-y/Vt_L)]; \quad (12)$$

$$\sigma_a^2 = \sigma_x^2 - (\sigma_V^2 - C_0 \varepsilon_T^{2/3} a_0^{2/3}) t_L^2 [1 - \exp(-y/Vt_L)]^2, \quad (13)$$

где σ_V^2 и t_L – соответственно дисперсия и лагранжево время корреляции вертикальной компоненты скорости ветра; $C_0 \approx 0,9$; ε_T – скорость диссипации турбулентной энергии. Проведем оценки для случая нейтральной температурной стратификации в атмосфере, когда в соответствии с теорией турбулентности приземного слоя [7, 8] могут быть использованы простые соотношения: $\sigma_V^2 = C_V^2 u_*^2$, $V = (u_*/\kappa) \ln(h/z_0)$, $\varepsilon_T = u_*^3/(\kappa h)$, где u_* – скорость трения; $\kappa \approx 0,4$ – постоянная Кармана; $C_V \approx 1$, z_0 – параметр шероховатости подстилающей поверхности; h – высота факела. Воспользовавшись далее выражениями для коэффициента турбулентного обмена, справедливыми в случае нейтральной стратификации [7, 8]: $K_T = \kappa u_* h$ и $K_T = \sigma_V^2 t_L$ и приравняв их правые части, можно определить лагранжево время корреляции вертикальной компоненты скорости ветра $t_L \approx 0,4 h/u_*$. Откуда следует, что при $h = 30$ м, $z_0 = 0,3$ м, $y = 30$ м и $a_0 \lesssim 2$ м, условие (10) выполняется. Если при этом $V = 10$ м/с и $a_0 = 2$ м, то $\sigma_x^2 \approx 6,1$ м², $a_x^2 \approx 6,2$ м² ($\sigma_x/a_x \approx 1$), а при $a_0 = 0,5$ м отношение $\sigma_x/a_x \approx 2$.

Для статистических моментов функционала $F(\tilde{x})$ можно воспользоваться соотношениями [9]

$$\langle F(\tilde{x}) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x} P(\tilde{x}) F(\tilde{x}); \quad (14)$$

$$\langle F(\tilde{x}_1) F(\tilde{x}_2) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}_1 d\tilde{x}_2 P(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2) F(\tilde{x}_1) F(\tilde{x}_2), \quad (15)$$

где $\tilde{x}_i = \tilde{x}(y, t_i)$ – случайное смещение шлейфа вдоль вертикальной оси x' на расстоянии y от источника загрязнений в момент времени t_i , для которого в соответствии с выбранной системой координат $\langle \tilde{x}_i \rangle = 0$, $P(\tilde{x})$ – одномерная плотность вероятности распределения случайной величины \tilde{x} , $P(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2)$ – двумерная плотность вероятностей для двух смещений шлейфа в разные моменты времени t_1 и t_2 .

Предположим, что для координаты \tilde{x} справедлив гауссов закон распределения, то есть [9]

$$P(\tilde{x}) = (1/\sqrt{2\pi} \sigma_x) \exp[-\tilde{x}^2/(2\sigma_x^2)], \quad (16)$$

$$P(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2) = (2\pi \sigma_x^2 \sqrt{1 - K_x^2})^{-1} \exp\left[-\frac{x_1^2 + x_2^2 - 2K_x \tilde{x}_1 \tilde{x}_2}{2\sigma_x^2(1 - K_x^2)}\right], \quad (17)$$

где $K_x = K_x(t_1, t_2)$ – временной коэффициент корреляции смещений шлейфа. В случае стационарной турбулентности он будет зависеть от разности $t_1 - t_2$.

Значение K_x определяется движением двух частиц в поле турбулентности, достигающих плоскости наблюдения в разные моменты времени t_1 и t_2 . На расстояниях $y \ll t_L V$ можно считать, что вертикальная составляющая скорости частицы $\tilde{V}_x(0, t)$, вылетевшей из трубы в момент времени t , не меняется по мере переноса частицы средним потоком и для ее вертикального смещения можно воспользоваться формулой

$$\tilde{x}(y, t) = \tilde{V}_x(0, t) y/V. \quad (18)$$

В соответствии с (18) дисперсия и коэффициент корреляции смещений факела будут определяться следующими выражениями:

$$\sigma_x^2 = \langle \tilde{x}^2(y, t) \rangle = (\sigma_v^2/V^2) y^2, \quad (19)$$

$$K_x(t_1 - t_2) = \frac{\langle \tilde{x}(y, t_1) \tilde{x}(y, t_2) \rangle}{\sigma_x^2} = K_V(t_1 - t_2), \quad (20)$$

где $\sigma_v^2 = \langle \tilde{V}_x^2(0, t) \rangle$ – дисперсия и $K_V(t_1 - t_2) = \langle \tilde{V}_x(0, t_1) \tilde{V}_x(0, t_2) \rangle / \sigma_v^2$ – коэффициент корреляции эйлеровой скорости ветра.

Из (20) следует, что при условии <замороженности> ($y \ll t_L V$) интегральный временной масштаб корреляции смещений

$$t_x = \int_0^{\infty} dt K_x(t) \quad (21)$$

будет полностью определяться эйлеровым интегральным временным масштабом t_E . Приведенный выше пример оценки параметров σ_x^2 и a_x^2 показывает, что условие $y \ll t_L V$ является вполне реализуемым.

Статистические характеристики интенсивности рассеянного излучения в фокальной плоскости приемного телескопа. Средняя интенсивность. Подставив (7) в (1) и воспользовавшись (14), для средней интенсивности $\langle U \rangle$ получаем

$$\langle U(x) \rangle = q_r \langle 1 - \exp(-2\tau(x, t)) \rangle = q_r \left[1 - \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x} P(\tilde{x}) \exp(-2\tau(x, \tilde{x})) \right]. \quad (22)$$

В случае малых значений оптической толщи ($\tau \ll 1$) экспоненту в (22) можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться первыми двумя членами ряда ($\exp(-2\tau) \approx 1 - 2\tau$). В результате после интегрирования по \tilde{x} с использованием (16) находим

$$\langle U(x) \rangle = \frac{2\tau_0 q_r}{\sqrt{1 + 2\sigma_x^2/a_x^2}} \exp\left\{-\frac{X^2}{1 + 2\sigma_x^2/a_x^2}\right\}, \quad (23)$$

где

$$\tau_0 = \sigma_{\text{эф}} M / \sqrt{\pi} V a_x \quad (24)$$

– оптическая толщина в отсутствие случайных смещений факела при $x = 0$, $X = (L/F)(x/a_x)$ – нормированная координата в плоскости приема рассеянного на дымовом факеле излучения. Из (23) видно, что распределение средней интенсивности вдоль оси x имеет гауссов вид. С ростом отношения σ_x/a_x размытие изображения факела при длинноэкспозиционных измерениях распределения интенсивности $U(x)$ увеличивается.

При больших оптических толщах ($\tau_0 \gg 1$) и условии $\sigma_x^2 \ll a_x^2$ величина средней интенсивности на оси изображения факела $\langle U(0) \rangle$ близка к фактору q_r , а распределение $\langle U(x) \rangle$ заведомо не является гауссовым.

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов по формуле (22) нормированного на фактор q_r распределения средней интенсивности при различных значениях параметров τ_0 и σ_x/a_x .

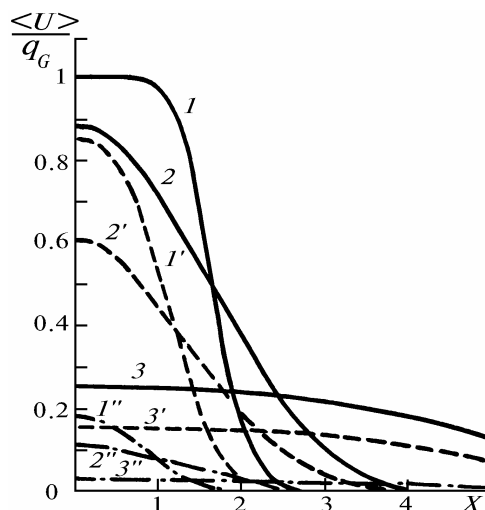


Рис. 1. Распределение средней интенсивности. 1, 1', 1'' - $\sigma_x/a_x = 0$; 2, 2', 2'' - $\sigma_x/a_x = 1$; 3, 3', 3'' - $\sigma_x/a_x = 5$; 1, 2, 3 - $\tau_0 = 5$; 1', 2', 3' - $\tau_0 = 1$; 1'', 2'', 3'' - $\tau_0 = 0,1$

Относительная дисперсия интенсивности. Из (1) и (7) для относительной дисперсии $\sigma_U^2 = \langle U^2(0) \rangle / \langle U(0) \rangle^2 - 1$ имеем

$$\sigma_U^2 = \frac{\langle \exp(-4\tau(0, t)) \rangle - \langle \exp(-2\tau(0, t)) \rangle^2}{[1 - \langle \exp(-2\tau(0, t)) \rangle]^2}, \quad (25)$$

где в соответствии с (14)

$$\langle \exp(-n2\tau(0, t)) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x} P(\tilde{x}) \exp(-n2\tau(0, \tilde{x})), \quad n = 1; 2. \quad (26)$$

Из (25), (26) и (14) можно получить асимптотические формулы при условии $\sigma_x^2 \ll a_x^2$:

$$\sigma_U^2 = 2f_1(\tau_0) (\sigma_x^4/a_x^4), \quad (27)$$

где

$$f_1(\tau_0) = [2\tau_0 \exp(-2\tau_0)/(1 - \exp(-2\tau_0))]^2, \quad (28)$$

и при $\sigma_x^2 \gg a_x^2$:

$$\sigma_U^2 = f_2(\tau_0) (\sigma_x/a_x) - 1, \quad (29)$$

где функция f_2 для $\tau_0 \ll \exp(2\sigma_x^2/a_x^2)$ определяется выражением

$$f_2(\tau_0) = 2^{3/2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k (2\tau_0)^k}{k! \sqrt{k}} (2^{k-1} - 1) / \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k (2\tau_0)^k}{k! \sqrt{k}} \right)^2. \quad (30)$$

Графики функций $f_1(\tau_0)$ и $f_2(\tau_0)$ представлены на рис. 2. Видно, что с ростом оптической толщи τ_0 относительная дисперсия σ_U^2 уменьшается. В большей степени, как следует из приведенных выше асимптотик, это проявляется при условии малых смещений факела, когда $\sigma_x^2 \ll a_x^2$.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость относительной дисперсии σ_U^2 от отношения σ_x/a_x (a) и от оптической толщи τ_0 (b). Как следует из представленных на рисунке расчетных данных, начиная со значений $\sigma_x/a_x \sim 2$, величина σ_U^2 может превышать единицу.

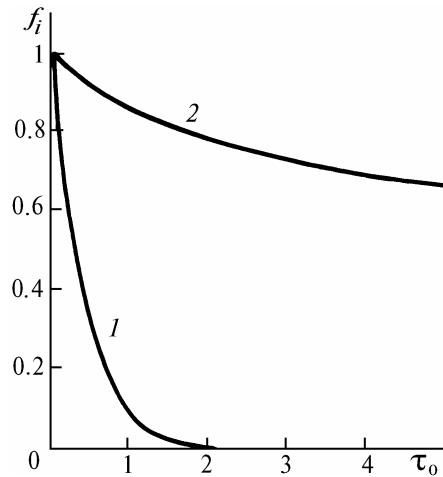


Рис. 2. Графики функций f_1 (кривая 1) и f_2 (кривая 2)

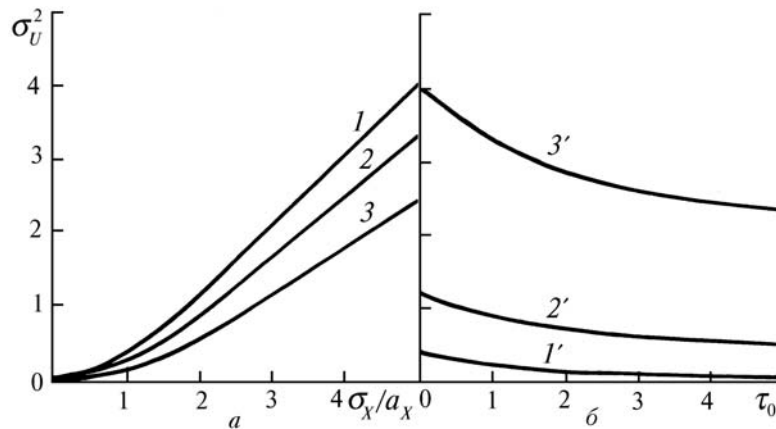


Рис. 3. Зависимость относительной дисперсии интенсивности σ_U^2 от отношения σ_x/a_x (a) и оптической толщины τ_0 (b): 1 - $\tau_0 = 0,1$; 2 - $\tau_0 = 1$; 3 - $\tau_0 = 5$; 1' - $\sigma_x/a_x = 1$; 2' - $\sigma_x/a_x = 2$; 3' - $\sigma_x/a_x = 5$

Временной масштаб корреляции интенсивности. Для коэффициента временной корреляции

$$K_U(t_1, t_2) = \frac{\langle [U(t_1) - \langle U \rangle] [U(t_2) - \langle U \rangle] \rangle}{\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2}$$

из (1) и (7) в случае $x = 0$ имеем

$$K_U(t_1, t_2) = \frac{\langle \exp(-2\tau(0, t_1)) \exp(-2\tau(0, t_2)) \rangle - \langle \exp(-2\tau) \rangle^2}{\langle \exp(-4\tau) \rangle - \langle \exp(-2\tau) \rangle^2}, \quad (31)$$

где согласно (17)

$$\langle \exp(-2\tau(0, t_1)) \exp(-2\tau(0, t_2)) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tilde{x}_1 d\tilde{x}_2 P(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2) \exp(-2\tau(0, \tilde{x}_1)) \exp(-2\tau(0, \tilde{x}_2)). \quad (32)$$

С учетом стационарности рассматриваемого процесса определим временной масштаб корреляции интенсивности, по аналогии с (21), в виде

$$t_U = \int_0^{\infty} dt K_U(t). \quad (33)$$

Воспользовавшись для коэффициента корреляции смещений факела выражением

$$K_x(t) = \exp(-t/t_x), \quad (34)$$

из (31)–(34), (16), (17) и (26) можно получить асимптотики:

$$t_U = t_x/2 \quad (35)$$

при условии $\sigma_x^2 \ll a_x^2$ и

$$t_U = t_x \ln 2 / \left[f_2(\tau_0) \frac{\sigma_x}{a_x} - 1 \right] \quad (36)$$

при $\sigma_x^2 \gg a_x^2$.

На рис. 4 представлены результаты численных расчетов по формулам (33) и (31) с использованием модели (34) зависимости t_U от отношения σ_x/a_x и параметра τ_0 . Видно, что с усилением смещений факела (увеличением отношения σ_x/a_x) временной масштаб корреляции интенсивности уменьшается. При этом, как следует из (36) и (29), для значений $\sigma_x^2/a_x^2 \gg 1$ масштаб t_U обратно пропорционален дисперсии σ_U^2 .

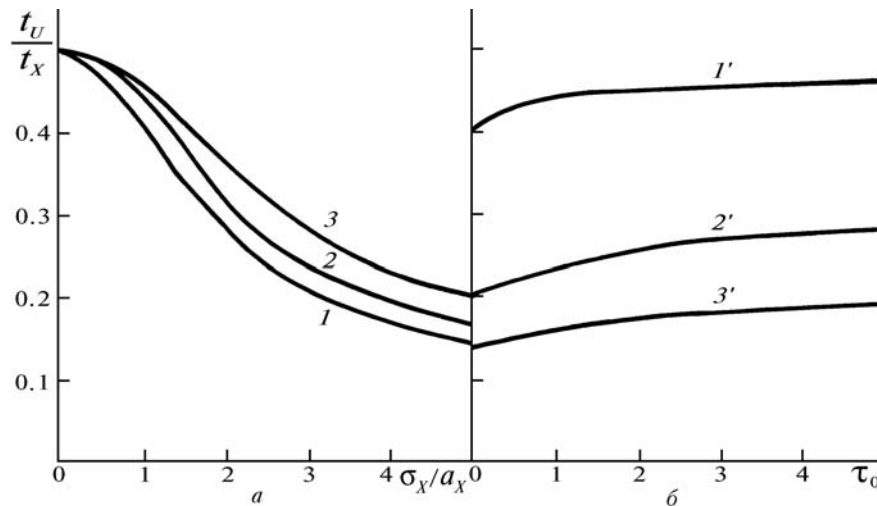


Рис. 4. Зависимость интегрального масштаба корреляции флуктуаций интенсивности от σ_x/a_x (а) и от τ_0 (б): 1 – $\tau_0 = 0,1$; 2 – $\tau_0 = 1$; 3 – $\tau_0 = 5$; 1' – $\sigma_x/a_x = 1$; 2' – $\sigma_x/a_x = 3$; 3' – $\sigma_x/a_x = 5$

Время T , в течение которого необходимо проводить измерения для получения средней величины $\langle U \rangle$ с заданной относительной погрешностью ε , определяется известным [6, 7] соотношением

$$T = 2 t_U \sigma_U^2 / \varepsilon^2. \quad (37)$$

Из (27), (29), (35)–(37) следует, что при условии $\sigma_x^2 \ll a_x^2$ для времени осреднения T можно записать формулу

$$T = (f_1(\tau_0)/\varepsilon^2) (\sigma_x^4/a_x^4) t_x, \quad (38)$$

а при выполнении обратного неравенства $\sigma_x^2 \gg a_x^2$ величина T при заданной погрешности ε полностью определяется временем корреляции смещений дымового шлейфа t_x :

$$T = t_x 2 \ln 2 / \varepsilon^2. \quad (39)$$

Пусть при нейтральной стратификации и параметрах $h = 30$ м, $z_0 = 0,3$ м, $y = 30$ м, $V = 10$ м/с, $t_x \approx t_E = 3$ с [10] имеем источник выбросов с начальными характеристиками $a_0 = 0,5$ м и $\tau_0 = 3$. Тогда, чтобы получить усредненную картину изображения дымового факела вблизи его оси с

погрешностью $\varepsilon = 0,1$ для указанных выше условий, необходимо проводить измерения примерно в течение 3 мин. При меньших временах усреднения спектральная яркость изображения шлейфа может флуктуировать с дисперсией, достигающей в предельном случае значений $\sigma_V^2 \sim 4$, как это следует из представленных на рис. 3 результатов расчета. Это необходимо учитывать при обработке методики определения концентрации частиц в шлейфах из дистанционных оптических измерений [1, 11].

1. Банах В.А., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т.4. N 10. С. 1048–1053.
2. Гиффорд Ф.А. // Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха. М.: ИЛ, 1962.
3. Метеорология и атомная энергия / Л.: Гидрометеоздат, 1971. 648 с.
4. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. Ф.Т. Ньистадта и Х. Ван Дона. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 351 с.
5. Назаров И.М., Николаев А.Н., Фридман Ш.Д. Основы дистанционных методов мониторинга загрязнения природной среды. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 280 с.
6. Новиков Е.А. // ЖЭТФ. Т. 44. Вып. 6. 1963. С. 2159–2168.
7. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965. Ч. 1; 1967. Ч. 2. 639 с. 720 с.
8. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
9. Королюк В.С., Портенко Н.И., Скороход А.В., Турбин А.Ф. Справочник по теории вероятностей и математической статистике. М.: Наука, 1985. 640 с.
10. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 263 с.
11. Банах В.А., Смалихо И.Н. // Изв. СО РАН. Сибирский физико-технический журнал. 1992. №2. С. 101–104.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Алтайский государственный университет, Барнаул
Институт водных и экологических проблем СО РАН, Барнаул

Поступила в редакцию
30 декабря 1992 г.

V. A. Banakh, V. L. Mironov, V. V. Morskii, I. N. Smalikhov, I. A. Sutorikhin.
Statistical Characteristics of the Intensity of Light Scattering by Aerosol Smoke Plumes.

In this paper we present our study of fluctuations of intensity of light scattered by particles of smoke plumes occurring in the atmosphere due to mixing by large scale turbulent eddies. To do this we have calculated the mean intensity, relative variance and temporal scale of the fluctuations of the intensity of scattered radiation recorded in the focal plane of a receiving telescope. The obtained results enable one the a priori choice of the exposure time to be done for taking optical images of smoke plumes with a desired degree of averaging.