

В.В. Антонович, Г.О. Задде, А.В. Поданев

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ И ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИСТОЧНИКА АЭРОЗОЛЬНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ

Исследуется уравнение переноса оптической толщи, полученное на базе прогностического уравнения переноса примеси в атмосфере. Показано, что уравнение для оптической толщи абсолютно совпадает по виду с уравнением для линейного источника. Получены формулы для оценки интенсивности выброса аэрозоля по измерениям экстремума приземной оптической толщи.

Оценка и прогноз интенсивности загрязнения воздушного бассейна промышленного района по оптическим характеристикам атмосферы представляется одной из актуальных прикладных задач атмосферной оптики. Развивая это направление в [1] были введены в рассмотрение уравнения переноса для ряда консервативных оптических признаков атмосферы и, в частности, для оптической толщи. В [2] уравнение динамики оптической толщи фиксированной фракции аэрозоля было представлено в виде, позволяющем оценить интенсивность выпадения аэрозоля на подстилающую поверхность вследствие седиментации и диффузии. В данной статье рассмотрено приложение решения уравнения переноса оптической толщи для оценки интенсивности одиночного источника аэрозольного загрязнения по данным оптического зондирования.

При известных поле ветра и коэффициенте турбулентной диффузии распространение загрязняющих примесей в атмосфере можно оценить с помощью модельного прогностического уравнения [3], имеющего вид

$$u \frac{\partial q_i}{\partial x} - w_i \frac{\partial q_i}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_z \frac{\partial q_i}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \kappa_y \frac{\partial q_i}{\partial y} - \alpha_i q_i. \quad (1)$$

Здесь ось x ориентирована по направлению средней скорости ветра u ; z и w_i — вертикальные координата и скорость выпадения частиц i -й фракции; q_i — массовая концентрация аэрозольной примеси выброса; κ_z , κ_y — вертикальный и горизонтальный коэффициенты турбулентной диффузии; α_i — коэффициент, определяющий изменение концентрации q_i за счет превращения примеси.

Рассмотрим шлейф от стационарного источника интенсивности

$$u q_i = Q_i \delta(y) \delta(z - H), \quad (2)$$

расположенного в точке $x = 0$, $y = 0$, $z = H$. Выделим i -ю фракцию аэрозоля, фиксируя значение радиуса r_i и комплексного показателя преломления m_i . Тогда будет константой и соответствующий массовый аэрозольный коэффициент ослабления

$$\alpha_{\lambda ai}^0 = \frac{3}{4} \frac{1}{r_i} \frac{1}{\rho_{ai}^T} [K_n(r_i, m_i, \lambda) + K_p(r_i, m_i, \lambda)], \quad (3)$$

где ρ_{ai}^T — истинная плотность вещества аэрозоля; λ — длина волны зондирующего излучателя; κ_n и κ_p — факторы поглощения и рассеяния [4].

В этих условиях уравнение переноса концентрации i -й фракции аэрозоля q_i после умножения на $\alpha_{\lambda ai}^0$ и интегрирования по заданной трассе трансформируется в уравнение переноса оптической толщи данной фракции аэрозоля по выбранной трассе. В частности, интегрирование (1) для горизонтальной трассы поперек шлейфа $-\infty < y < +\infty$ дает уравнение переноса для оптической толщи $\tau_{\lambda ai}^y(x, z)$ в виде

$$u \frac{\partial \tau_{\lambda ai}^y}{\partial x} - w_i \frac{\partial \tau_{\lambda ai}^y}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_z \frac{\partial \tau_{\lambda ai}^y}{\partial z} - \alpha_i \tau_{\lambda ai}^y, \quad (4)$$

$$\tau_{\lambda ai}^y = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_{\lambda ai}^0 q_i dy. \quad (5)$$

Замечательным свойством этого уравнения является то, что его размерность падает на единицу и оно совпадает по виду с уравнением для линейного источника [3]. Таким образом, решение (1) для $q_i(x, y, z)$ через $\tau_{\lambda ai}^y(x, z)$ выражается с помощью соотношения

$$q_i(x, y, z) = \frac{\tau_{\lambda ai}^y(x, z)}{2\alpha_{\lambda ai}^0 \sqrt{\pi\kappa_0 x}} \exp\left(-\frac{y^2}{4\kappa_0 x}\right). \quad (6)$$

При выводе (6) предполагалось, что $\kappa_0 = \kappa_y/u$ — постоянно, $u, w_i, \kappa_z, \alpha_i$ — не зависят от горизонтальной координаты.

Выражения для наземной концентрации и ее экстремума для легкой примеси ($w_i = \alpha_i = 0$), в случае когда u и κ_z заданы по степенному закону $u = u_1 z^n, \kappa_z = \kappa_1 z$, представлены в работе Берлянда [3]. Соответствующие выражения для приземной оптической толщи будут

$$\tau_{\lambda ai}^y(x, 0) = \frac{Q_i \alpha_{\lambda ai}^0}{(1+n) \kappa_1 x} \exp\left(-\frac{u_1 H^{1+n}}{(1+n)^2 \kappa_1 x}\right); \quad (7)$$

$$(\tau_{\lambda ai}^y)_{\max} = \frac{Q_i \alpha_{\lambda ai}^0 (1+n)}{e u_1 H^{1+n}}; \quad (8)$$

$$x_{\max} = \frac{u_1 H^{1+n}}{(1+n)^2 \kappa_1}. \quad (9)$$

Отметим, что из (8), (9) следует простое выражение для мощности источника через величину экстремального значения аэрозольной оптической толщи у поверхности земли и ее координату

$$Q_i = \frac{e}{\alpha_{\lambda ai}^0} (1+n) \kappa_1 (\tau_{\lambda ai}^y)_{\max} x_{\max}. \quad (10)$$

Для тяжелых частиц, скорость падения которых определяется по формуле Стокса $w_i = 1,3 \cdot 10^{-2} \rho_{ai}^r r_i^2$ (w_i , см/с; ρ_{ai}^r , г/см³; r_i , мкм). Соответствующие выражения для приземной оптической толщи будут

$$\tau_{\lambda ai}^y(x, 0) = \frac{Q_i \alpha_{\lambda ai}^0 H^{\omega_i(1+n)} u_1^{\omega_i}}{(1+n)^{1+2\omega_i} \Gamma(1+\omega_i) \kappa_1^{1+\omega_i} x^{1+\omega_i}} \exp\left(-\frac{u_1 H^{1+n}}{(1+n)^2 u_1 x}\right); \quad (11)$$

$$(\tau_{\lambda ai}^y)_{\max} = \frac{Q_i \alpha_{\lambda ai}^0 (1+n) (1+\omega_i)^{1+\omega_i}}{e^{1+\omega_i} u_1 H^{1+n} \Gamma(1+\omega_i)}; \quad (12)$$

$$x_{\max} = \frac{u_1 H^{1+n}}{(1+\omega_i) (1+n)^2 \kappa_1}, \quad (13)$$

$$\omega_i = w_i / \kappa_1 (1+n).$$

Следовательно, мощность источника для тяжелой аэрозольной примеси выразится через величину максимального значения оптической толщи следующим образом:

$$Q_i = \frac{1}{\alpha_{\lambda ai}^0} \frac{e^{1+\omega_i} (1+\omega_i)^{\omega_i}}{\Gamma(1+\omega_i)} (1+n) \kappa_1 (\tau_{\lambda ai}^y)_{\max} x_{\max}. \quad (14)$$

С методической точки зрения важно определить возможность измерения максимума оптической толщи в реальных условиях. Чем выше максимум, то есть чем меньше его кривизна, тем сложнее измерить его местоположение. Поэтому определим кривизну максимума приземной оптической толщи для легкой примеси

$$x_\tau = \frac{1}{R\tau} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\tau_{\lambda ai}^y) |_{x_{\max}} = - (\tau_{\lambda ai}^y)_{\max} \frac{1}{x_{\max}^2} \quad (15)$$

или

$$R_{\tau} = \frac{eu_1^3 H^{3(1+n)}}{(1+n)^2 Q_i \alpha_{\lambda ai}^0 \kappa_1^2} = - \frac{x_{\max}^2}{(\tau_{\lambda ai}^y)_{\max}}, \quad (16)$$

а также оценим длину базы (отрезка Δx шлейфа), на которой можно уловить наличие максимума при устойчивой точности прибора $\Delta \tilde{\tau}_{\text{пр}}$.

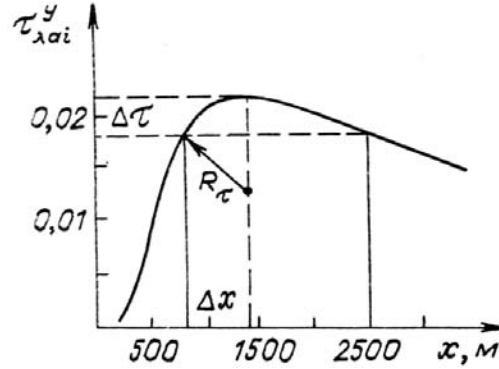


Рис. 1. Определение кривизны максимума приземной оптической толщи. Исходные величины для расчета $\tau_{\lambda ai}^y(x, 0)$: $H = 50$ м, $u_1 = 4$ м¹⁻ⁿ/с, $n = 0,2$, $\kappa_1 = 0,2$ м/с, $\rho = 2000$ кг/м³, $r_i = 10$ мкм, $Q_i = 10$ кг/с, $\alpha_{\lambda ai}^0 = 2$ м²/кг

Из рис. 1 следует, что приращение оптической толщи на базе Δx выражается соотношением

$$\Delta \tau = R_{\tau} - \sqrt{R_{\tau}^2 - (\Delta x)^2} = \frac{(\Delta x)^2}{2R_{\tau}} + O(\Delta x^4). \quad (17)$$

Подставляя R_{τ} из (16) в (17), окончательно получим

$$\Delta \tilde{\tau} = \frac{\Delta \tau}{\tau_{\max}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x}{x_{\max}} \right)^2 \quad (18)$$

или аналогично для тяжелой примеси

$$\Delta \tilde{\tau} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x}{x_{\max}} \right)^2 (1 + \omega_i). \quad (19)$$

Таким образом, определение местоположения максимума возможно при выполнении следующего неравенства:

$$\Delta \tilde{\tau}_{\text{пр}} \leq \Delta \tilde{\tau}. \quad (20)$$

При проведении измерения горизонтальной приземной оптической толщи лидаром возникают трудности с выбором перпендикулярного сечения. Численно установлено, что оптическая толща по наклонной трассе ВВ (рис. 2) связана с оптической толщей по трассе, перпендикулярной к шлейфу АА, соотношением

$$\tau_{\lambda ai}^{AA} \approx \tau_{\lambda ai}^{BB} \sin \theta. \quad (21)$$

Соотношение (21) выполняется в силу трех факторов: во-первых, основное изменение оптической толщи сконцентрировано вблизи оси шлейфа, во-вторых, значения оптической толщи в точках наклонной трассы слабо отличаются от значений в соответствующих точках перпендикулярной трассы и, в-третьих, отклонения значений наклонной трассы от значения на перпендикулярной в удаленной части шлейфа в значительной степени компенсируются отклонениями в ближней части шлейфа.

Рассмотрим случай выброса из одного источника двух тяжелых фракций одновременно — крупной и мелкой. Оценим относительную долю оптической толщи, вносимой мелкой фракцией (индекс «2») в точку экстремума крупной (индекс «1») $\delta \tau_{12}$:

$$\delta\tau_{12} = \frac{\tau_2(x_{1m}, 0)}{\tau_1(x_{1m}, 0)} = \frac{Q_2 \alpha_{\lambda a 2}^0 \Gamma(1 + \omega_1)}{Q_1 \alpha_{\lambda a 1}^0 \Gamma(1 + \omega_2)} (1 + \omega_1)^{\omega_2 - \omega_1}. \quad (22)$$

Доля оптической толщи, вносимой крупной фракцией в точку максимума мелкой,

$$\delta\tau_{21} = \frac{\tau_1(x_{2m}, 0)}{\tau_2(x_{2m}, 0)} = \frac{Q_1 \alpha_{\lambda a 1}^0 \Gamma(1 + \omega_2)}{Q_2 \alpha_{\lambda a 2}^0 \Gamma(1 + \omega_1)} (1 + \omega_2)^{\omega_1 - \omega_2} \quad (23)$$

На рис. 3, в условиях равенства оптических мощностей выбросов $Q_2 \alpha_{\lambda a 2}^0 = Q_1 \alpha_{\lambda a 1}^0$, представлены кривые $\delta\tau_{ij}$ для случаев: а) $i = 1, r_1 = 100$ мкм (кривая 1) и б) $i = 2, r_1 = 1$ мкм (кривая 2).

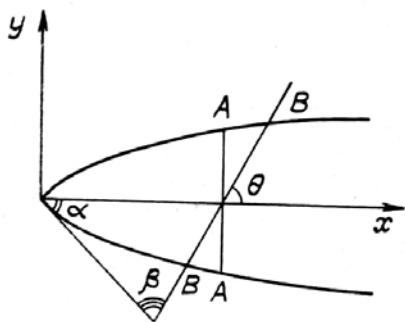


Рис. 2. Трассы зондирования. AA — трасса, перпендикулярная шлейфу; BB — наклонная трасса

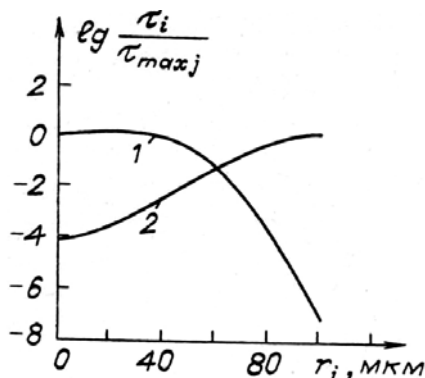


Рис. 3. Относительное взаимное влияние оптических толщ двухфракционного аэрозольного выброса. 1 — $\lg\tau_i/\tau_{\max 100}$; 2 — $\lg\tau_i/\tau_{\max 1}$. Исходные для расчета как на рис. 1

Из рис. 3 следует, что в рассматриваемых условиях практически невозможно разделение экстремумов, если первая фракция имеет размер 1 мкм, а вторая меньше 40 мкм и если вторая фракция имеет размер 100 мкм, а первая больше 80 мкм. Для больших удалений мод разделение экстремумов оптических толщ фракций существует.

Соотношения (10), (14) можно использовать для оценки интенсивности выброса аэрозоля по приземным измерениям оптической толщи. При этом достаточно определить положение и величину экстремума оптической толщи и восстановить коэффициенты, описывающие состояние приземного слоя атмосферы (κ_1, u, ω_i). Если же известен состав и интенсивность аэрозольного выброса, то эти соотношения можно использовать для определения параметров приземного слоя.

Представленные результаты иллюстрируют новые возможности в моделировании, которые открываются при использовании уравнений сохранения для консервативных оптических характеристик [1].

1. Задде Г. О., Поданев А. В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 6. С. 579—584.
2. Антонович В. В., Задде Г. О., Поданев А. В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 7. С. 698—702.
3. Берлянд М. Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 271 с.
4. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
25 мая 1990 г.

V. V. Antonovich, G. O. Zadde, A. V. Podanev. **Transfer Equation for the Optical Depth and Estimation of an Aerosol Pollution Source Power.**

The paper presents an investigation of the transfer equation for optical depth obtained on base of the prognostic equation of an atmospheric impurity transfer. It is shown that the equation obtained for the optical depth is identical to that for a linear source. Some formulas are derived in the paper which allow one to estimate the intensity of aerosol effluents by detecting extremums in the measured values of optical depth of the ground atmosphere layer.