

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

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ВЫПАДЕНИЯ АЭРОЗОЛЯ ПО ДИНАМИКЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ ДЫМОВОГО ШЛЕЙФА

Изложен вывод уравнения, связывающего интенсивность выпадения аэрозоля вследствие седиментации и диффузии с динамикой соответствующей ему оптической толщи. Получена формула для оценки изменения поля оптической толщи i -й аэрозольной фракции в дымном шлейфе от точечного источника. Предложены схемы практического приложения.

Интенсивность загрязнения аэрозолями индустриального происхождения территории, прилегающей к промышленным и теплоэнергетическим объектам, характеризуется количеством аэрозоля, выпадающим в единицу времени на единицу площади. Степень этого загрязнения определяется интенсивностью источников аэрозольных выбросов. Поэтому важно разработать методы оценки как степени загрязнения территории, так и интенсивности аэрозольных выбросов.

Распространяясь в атмосфере после выброса, аэрозоль по мере удаления от источников занимает все большие объемы, вступает в различного рода реакции и, наконец, выпадает на подстилающую поверхность. Следовательно, его оптическая толщина изменяется. Естественно попытаться использовать этот легко измеряемый оптический признак для проведения оценок указанных величин. В соответствии с теорией динамики многофазных сред [1] уравнение сохранения аэрозольной компоненты можно записать в виде

$$\frac{\partial \rho_{ai}}{\partial t} + \operatorname{div} [\rho_{ai} (\mathbf{v} - \mathbf{w}_{ai})] = \sum_{j=1}^{N_m} J_{ji}^{m,i} + \sum_{j=1}^{N_a} J_{ji}^{a,a}, \quad (1)$$

где ρ_{ai} — массовая плотность i -й фракции аэрозоля; \mathbf{v} — скорость воздушно-газовой смеси; $\mathbf{w}_{ai} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{ai}$ — диффузионная скорость i -й аэрозольной фракции (\mathbf{v}_{ai} — ее истинная скорость); $J_{ji}^{m,a}$ — интенсивность перехода j -й молекулярной (газовой) компоненты в i -ю аэрозольную; $J_{ji}^{a,a}$ — интенсивность перехода j -й аэрозольной компоненты в i -ю аэрозольную в результате коагуляции, дробления и других факторов.

Если предположить, что основной причиной различия скоростей газа и аэрозоля является оседание последнего под действием силы тяжести, то (1) можно переписать в виде

$$\frac{\partial \rho_{ai}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ai} v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{ai} v_y}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_{ai} (v_z - w_{a,z})] = \sum_{j=1}^{N_m} J_{ji}^{m,a} + \sum_{j=1}^{N_a} J_{ji}^{a,a}. \quad (2)$$

Разделяя функции на средние и флуктуационные составляющие, проводя операцию осреднения и используя следующее представление компонент пульсационных составляющих [2]:

$$\overline{\rho_{ai} v_x} = -\mu \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial x}, \quad \overline{\rho_{ai} v_y} = -\mu \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial y}, \quad \overline{\rho_{ai} v_z} = -\nu \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial z}, \quad (3)$$

где $\mu \geq 0$ и неизменно в слое $z = \text{const}$ и $\nu \geq 0$ — горизонтальный и вертикальный коэффициенты диффузии соответственно, получим уравнения для средних значений плотностей i -го аэрозоля в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ai} v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{ai} v_y}{\partial y} + \frac{\partial [\rho_{ai} (v_z - w_{aiz})]}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 \rho_{ai}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho_{ai}}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial z} \right) + \\ + \sum_{j=1}^{N_m} J_{ji}^{m,a} + \sum_{j=1}^{N_a} J_{ji}^{a,a}. \end{aligned} \quad (4)$$

Полагая, что аэрозольные частицы представляют собой сферы, используем следующие выражения для объемных коэффициентов аэрозольного рассеяния $\kappa_{\lambda ai}$ и поглощения $\sigma_{\lambda ai}$:

$$\begin{aligned} \kappa_{\lambda ai} &= N_{ai} \pi r_i^2 K_p(r_i, m_i, \lambda) = \kappa_{\lambda ai}^0 \rho_{ai}, \\ \sigma_{\lambda ai} &= N_{ai} \pi r_i^2 K_n(r_i, m_i, \lambda) = \sigma_{\lambda ai}^0 \rho_{ai}; \end{aligned} \quad (5)$$

где N_{ai} — количество частиц i -й аэрозольной фракции в единице объема; K_n и K_p — факторы эффективности поглощения и рассеяния излучения с длиной волны λ на частице радиуса r_i из вещества с комплексным показателем преломления m_i . Отметим, что массовые аэрозольные коэффициенты поглощения и рассеяния

$$\sigma_{\lambda ai}^0 = \frac{3}{4} \frac{K_n}{r_i} \frac{1}{\rho_{ai}}, \quad \kappa_{\lambda ai}^0 = \frac{3}{4} \frac{K_p}{r_i} \frac{1}{\rho_{ai}} \quad (6)$$

постоянны для выделенной фракции, характеризуемой не только заданным свойством вещества, но и его радиусом (ρ_{ai}^T — плотность твердого вещества аэрозоля).

Домножая (4) на $\sigma_{\lambda ai}^0$, $\kappa_{\lambda ai}^0$ или $\alpha_{\lambda ai}^0 = \sigma_{\lambda ai}^0 + \kappa_{\lambda ai}^0$, легко получить уравнение сохранения для соответствующей объемной оптической характеристики

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{\lambda i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\varphi_{\lambda i} v_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\varphi_{\lambda i} v_y) + \frac{\partial}{\partial z} [\varphi_{\lambda i} (v_z - w_{aiz})] &= \mu \Delta \varphi_{\lambda i} + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial \varphi_{\lambda i}}{\partial z} \right) + \\ + \sum_{j=1}^{N_m} J_{ji}^{ma} \varphi_{\lambda i}^0 + \sum_{j=1}^{N_a} J_{ji}^{aa} \varphi_{\lambda i}^0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\varphi_{\lambda i} = (\sigma_{\lambda ai}, \kappa_{\lambda ai}, \alpha_{\lambda ai})$.

Следуя [2], определим среднее количество аэрозоля (за интервал времени, по которому провели осреднение), выпавшего на единицу площади за единицу времени на поверхность $z = 0$.

Выделим цилиндр высотой $z = H$ и радиусом $r = R$ и положим, что

$$\begin{aligned} \rho_{ai} &= \rho_{ai0} \text{ при } t = 0, \\ \rho_{ai} &= 0 \text{ при } r = \sqrt{x^2 + y^2} = R, \\ \frac{\partial \rho_{ai}}{\partial z} &= \alpha \rho_{ai} \text{ при } Z = 0, \\ \rho_{ai} &= 0 \text{ при } Z = H. \end{aligned} \quad (8)$$

Проинтегрируем (7) при $\varphi_{\lambda i} = \alpha_{\lambda ai}$ по вертикальной координате z в пределах от $0 \leq z \leq H$. Учитывая, что

$$\int_0^H \alpha_{\lambda ai} dz = \tau_{\lambda ai} \quad (9)$$

— аэрозольная оптическая толщина i -й фракции и пренебрегая зависимостью v_x и v_y от z , получаем для оценки потока аэрозоля, выпадающего на поверхность, следующее выражение:

$$\begin{aligned} \rho_{ai} (w_{aiz} - v\alpha) |_{z=0} &= \frac{1}{\alpha_{\lambda ai}^0} \left[- \frac{\partial \tau_{\lambda ai}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (\tau_{\lambda ai} v_x) - \frac{\partial}{\partial y} (\tau_{\lambda ai} v_y) + \mu \Delta \tau_{\lambda ai} + \right. \\ + \sum_{j=1}^{N_m} \int_0^H J_{ji}^{ma} \alpha_{\lambda i}^0 dz + \sum_{j=1}^{N_a} \int_0^H J_{ji}^{aa} \alpha_{\lambda i}^0 dz \left. \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Полученное уравнение связывает, с одной стороны, интенсивность потока аэрозоля на поверхность вследствие седиментации и диффузии, с другой — динамику соответствующей ему оптической толщи.

Первый член правой части уравнения (10) отражает изменение оптической толщи за счет нестационарности процесса, второй и третий члены — за счет адвентивного переноса, четвертый член ответствен за диффузию, а последние члены уравнения (10) отвечают за газо-аэрозольные и аэрозоль-аэрозольные реакции.

П р и л о ж е н и е. Рассмотрим процесс переноса оптической толщи аэрозольного выброса от точечного источника в стационарных условиях, когда потоком аэрозоля к поверхности земли и всеми видами реакций можно пренебречь. Пусть источник аэрозоля задается точечной δ -функцией $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)$, а v_x и v_y постоянны. Тогда уравнение, определяющее изменение оптической толщи (10), упростится и примет вид

$$v_x \frac{\partial \tau_{\lambda ai}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \tau_{\lambda ai}}{\partial y} - \mu \Delta \tau_{\lambda ai} = Q_{\lambda ai} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (11)$$

где $Q_{\lambda ai}$ — интенсивность «выброса» оптической толщи i -го аэрозоля точечным источником загрязнения, связанная с массовой интенсивностью выброса i -й аэрозольной фракции Q_{ai} соотношением

$$Q_{\lambda ai} = \alpha_{\lambda ai}^0 Q_{ai}.$$

Решение уравнения (11), представленное в работе [2], имеет вид

$$\tau_{\lambda ai} = \frac{Q_{\lambda ai}}{2\pi\mu} \exp\left\{\frac{v_x(x-x_0) + v_y(y-y_0)}{2\mu}\right\} K_0\left(\frac{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}}{2\mu} \cdot \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}\right), \quad (12)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда:

$$K_0(x) = \int_0^\infty e^{-x \operatorname{ch} \zeta} d\zeta, \quad x > 0.$$

Преобразуем координаты так, чтобы их начало находилось в точке r_0 , а направление новой оси x было параллельно направлению вектора скорости \mathbf{v} . Тогда формула (12) упростится до выражения

$$\tau_{\lambda ai} = \frac{Q_{\lambda ai}}{2\pi\mu} \int_0^\infty \exp\left[\frac{U}{2\mu}(x - \sqrt{x^2 + y^2} \operatorname{ch} \zeta)\right] d\zeta,$$

а на оси дымного шлейфа будем иметь следующее соотношение:

$$\tau_{\lambda ai}(x, 0) = \frac{Q_{\lambda ai}}{2\pi\mu} \int_0^\infty \exp\left[\frac{Ux}{2\mu}(1 - \operatorname{ch} \zeta)\right] d\zeta. \quad (13)$$

Разлагая в ряд $\operatorname{ch} \zeta$ и обрывая его на первом члене, получим для $\tau_{\lambda ai}(x, 0)$ следующее простое выражение:

$$\tau_{\lambda ai}(x, 0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{Q_{\lambda ai}}{\sqrt{U\mu}} \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (14)$$

Согласно этому выражению, оптическая толщина i -й аэрозольной фракции падает обратно пропорционально квадратному корню из величины удаления по оси от источника загрязнения.

Будем искать пространственное решение в виде

$$\tau_{\lambda ai}(x, y) = \tau_{\lambda ai}(x, 0) f(y).$$

Тогда, учитывая, что $v_y = 0$ и источник в (11) равен нулю во всем дымном облаке, интегрированием (11) можно получить следующее выражение для $f(y)$:

$$f(y) = \cos(\sqrt{a_1} y), \\ a_1 = \left(\frac{3}{4} \frac{1}{x^2} + \frac{U}{2\mu} \frac{1}{x}\right).$$

Уравнение для $f(y)$ удовлетворяет граничным условиям: при $y = 0$, $\tau(x, y) = \tau(x, 0)$, а максимум функции будет на оси $\left(\frac{\partial f}{\partial y} = 0, \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} < 0\right)$. Окончательно получаем следующую простую приближенную формулу для оценки динамики изменения оптической толщи i -й аэрозольной фракции в условиях отсутствия осаждения и газо-аэрозольных и аэрозоль-аэрозольных переходов:

$$\tau_{\lambda ai}(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{\pi U \mu}} \frac{\alpha_{\lambda ai}^0 Q_{ai}}{\sqrt{x}} \cos \left[\sqrt{\frac{3}{4} \frac{1}{x^2} + \frac{U}{2\mu x}} y \right], \quad (15)$$

где U — скорость ветра; μ — турбулентная вязкость воздушного потока; $\alpha_{\lambda ai}^0$ — массовый коэффициент ослабления i -й аэрозольной фракции; Q_{ai} — интенсивность точечного источника выброса i -й аэрозольной фракции; x — расстояние по оси дымного шлейфа до источника; y — расстояние от оси дымного шлейфа до рассматриваемой точки.

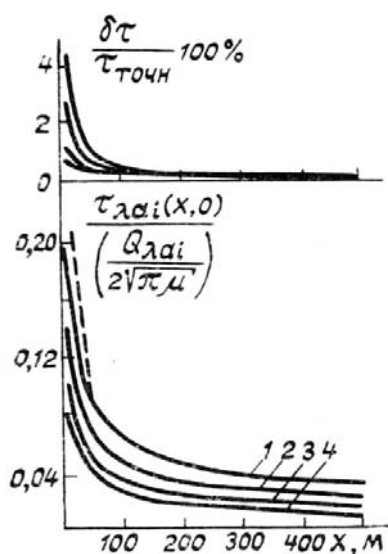


Рис. 1. Зависимость оптической толщи $\tau_{\lambda ai}$ от « x » и U/μ : сплошные кривые — точная формула (13), штриховая кривая — приближенное выражение (14)

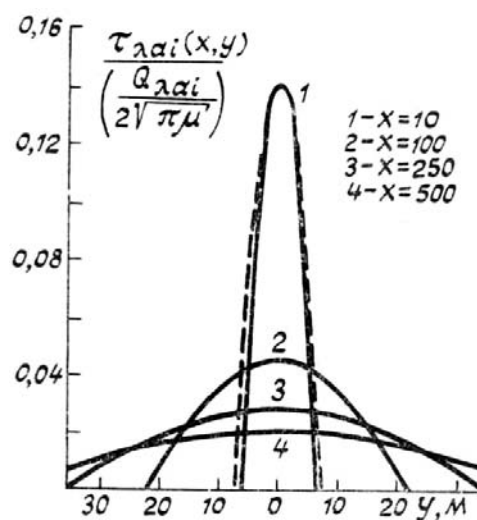


Рис. 2. Профиль $\tau_{\lambda ai}$ в различных сечениях шлейфа (расчет по соотношению (15))

На рис. 1 представлены кривые изменения оптической толщины i -й аэрозольной фракции, рассчитанные по точной (13) и приближенной (14) формулам. Видно, что при достаточно больших удалениях от источника загрязнения приближенное выражение удовлетворительно аппроксимирует решение. В верхней части рисунка приведен график убывания погрешности с удалением от источника.

Изменение оптической толщины поперек дымного шлейфа иллюстрируется кривыми на рис. 2.

Штрихом обозначена оптическая толщина с $a_1 = \frac{U}{2\mu x}$, для которой $\int_0^{y_s} \tau_{\lambda ai} dy$ — величина постоянная,

где $y_s = y_s(x) = \frac{\pi}{2\sqrt{a_1}}$ и закон сохранения массы выполняется строго.

1. Используя формулу (15) и прибор, измеряющий оптическую толщину i -й аэрозольной фракции, можно провести оценку количества аэрозоля, выпадающего в осадок в дымном шлейфе, по следующему алгоритму. Замеряем поле оптической толщины $\tau_{\lambda ai}(x, y)$ вблизи источника загрязнения (до места, где аэрозоль начинает выпадать). По измеренному полю восстанавливаем в формуле (15) необходимые параметры: μ , U , Q . Проводим измерение оптической толщины в области выпадения аэрозоля. По отличию измеренной оптической толщины от рассчитанной по (14) судим о количестве аэрозоля, выпавшего в осадок.

2. Пусть мы знаем интенсивность выбросов из первого источника Q_{a1} , расположенного на той же высоте, что и второй источник, интенсивность которого мы хотим определить. Тогда, зная скорость ветра U , по значению Q_{a1} определяем коэффициент турбулентного трения μ . По величине коэффициента турбулентного трения и форме шлейфа от второго источника из (15) определяем интенсивность второго источника Q_{a2} .

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Новосибирск: Наука, 1987. Ч. I. 464 с.
2. Марчук Г. И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. Новосибирск: Наука, 1982. 320 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
21 февраля 1990 г.

V. V. Antonovich, G. O. Zadde, A. V. Podanev. Estimation of Aerosol Fallout Intensity according to the Dynamics of a Stack Plume Optical Depth Variation.

The paper presents a derivation of the equation relating the intensity of aerosol fallout due to sedimentation and diffusion according to the dynamics of corresponding optical depth. An expression is obtained for estimating the variations of optical depth of the i -th aerosol fraction in a stack plume. Some schemes of possible applications are suggested.