

МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ
ОБРАБОТКА ДАННЫХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

УДК 551.501.7:551.510.42

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов

ОБ ОБВОДНЕНИИ ЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ДЫМОВЫХ ШЛЕЙФАХ
ИНДУСТРИАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Происходящее во влажной атмосфере обводнение зольных частиц является одним из основных факторов, снижающих точность лидарных измерений мощности дымовых выбросов. На основе гауссовой модели дымового факела с наклонной осью проведено теоретическое исследование процесса роста водной оболочки частиц дыма при различной метеорологической ситуации в зоне выброса и его параметрах.

Численные расчеты показали, что при высоком начальном влагосодержании выбросов вблизи источника в дымовом факеле возникает зона, в которой водяной пар пересыщен и велика обводненность частиц. Сезонные и суточные вариации температуры и влажности в приземном слое атмосферы также существенно влияют на процесс обводнения. Протяженность зоны обводнения зольных частиц максимальна ночью в зимних условиях при слабом ветре.

Показана также возможность восстановления значения исходной массовой концентрации «сухого» аэрозоля в дымовом факеле на основе локационных измерений величины коэффициента рассеяния в зоне максимального обводнения дымового шлейфа.

1. Введение

Одной из задач диагностики аэрозольных шлейфов промышленных источников является определение массовой концентрации выбрасываемого из труб аэрозоля. При лидарном зондировании дымовых факелов данный параметр вычисляется на основе измерений профиля коэффициента рассеяния аэрозольного объема вдоль трассы зондирования [1, 2].

Теоретически связь массовой концентрации частиц M с коэффициентом рассеяния σ_p дается выражением: $M = \mu \sigma_p$, где коэффициент пропорциональности μ зависит от конкретной микроструктуры аэрозоля и вычисляется, как правило, на основе модельных представлений о функции распределения частиц по размерам.

Однако, как показывают экспериментальные исследования [1], в реальных условиях на величину коэффициента μ , помимо естественных вариаций плотности аэрозоля, существенно влияет происходящее во влажной атмосфере обводнение зольных частиц, что может привести к значительным отклонениям коэффициента μ от его теоретических оценок. В связи с этим представляется важным для повышения точности и достоверности восстановления значений μ получить априорную оценку возможной степени обводненности твердых частиц дымовых выбросов и ее изменения вдоль трассы зондирования.

Специфика данной задачи заключается в сильной изменчивости поля влажности в дымовом шлейфе в зависимости от метеоусловий в зоне выброса, его характеристик. Кроме того, и сам дымовой факел способен служить источником поступления в атмосферу паров воды. Это может приводить к возникновению зон локальных пересыщений ($f > 1$, где f — относительная влажность) в факеле и, соответственно, к резкому росту водной оболочки аэрозольных частиц.

2. Обводнение твердых частиц во влажной атмосфере

Основными механизмами обводнения аэрозольных частиц являются адсорбция и конденсация на их поверхности паров воды [3]. При значениях относительной влажности воздуха $f < 1$ равновесный радиус обводненной частицы может быть определен, как [3]:

$$a(f) = a_0 \left(1 - C \frac{\varepsilon_v}{\ln f} \right)^{1/3}; \quad C = \frac{\Phi \rho_p M_v}{\rho_w M_p}, \quad (1)$$

где a_0 — радиус сухого ядра; ε_v — объемная доля растворимых веществ в частице; ρ_p , M_p — плотность и средняя молярная масса растворимых веществ соответственно; ρ_w , M_w — плотность и средняя молярная масса воды; Φ — осмотический коэффициент. Выражение (1) записано в пренебрежении поправкой на кривизну капель, что справедливо для $a_0 \geq 0,1$ мкм [3].

Возникновение пересыщения среды ($f > 1$) в окрестности твердой частицы, как было отмечено выше, существенно активизирует процесс конденсации. В приближении квазистационарности он описывается уравнениями [4]:

$$\frac{da}{dt} = K \frac{s + \Theta(c)}{a + \xi}; \quad \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial a} \left(F \frac{da}{dt} \right) = 0;$$

$$\frac{ds}{dt} = - \frac{Q_e}{R_n T} \frac{d(\ln T)}{dt} - 4\pi K N \frac{\rho_n}{\rho_n^n(T)} \int_0^\infty [s + \Theta(c)] \frac{a^2}{a + \xi} F(a) da. \quad (2)$$

Здесь $s = f - 1$ — степень пересыщения; $\Theta(c)$ — функция, учитывающая понижение давления паров над раствором концентрации c ; T , R_n — температура и газовая постоянная пара; Q_e — удельная теплота испарения воды; $\rho_n^n(T)$ — плотность насыщенного пара при температуре T ; K , ξ — коэффициенты [4]; $F(a)$ — функция распределения аэрозольных частиц по размерам; N — концентрация частиц.

С появлением водной оболочки на твердой частице связано и изменение ее комплексного показателя преломления $m = n + ix$, которое приближенно учитывается как [1]:

$$n(f) = n_b + (n_c - n_b) [a(f)/a_0]^{-3}; \quad x(f) = x_b + (x_c - x_b) [a(f)/a_0]^{-3}, \quad (3)$$

где n_b , x_b — характеристики воды; n_c , x_c — характеристики сухого ядра (по данным [3] для частиц аэрозоля промышленных районов $n_c \approx 1,45$; $x_c \approx 0,01$).

3. Диффузионное рассеяние дымового шлейфа

Для расчета поля влажности в дымовом шлейфе $f(x, y, z)$ воспользуемся моделью гауссовского факела, применимой в предположении стационарности газового потока [5]:

$$\rho_n(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi V_b \sigma_y(x) \sigma_z(x)} \exp \left[- \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right] \left(\exp \left[- \frac{(z - H_0)^2}{2\sigma_z^2} \right] + \exp \left[- \frac{(z + H_0)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right) + \rho_{n\infty}; \quad (4)$$

причем

$$f(x, y, z) = \rho_n(x, y, z) / \rho_n^n(T(x, y, z)). \quad (5)$$

Здесь $Q = \pi R_0^2 V_0 \rho_n(0, 0, z_s)$ — мощность непрерывного дымового источника; V_0 — скорость выброса газов из устья дымовой трубы радиусом R_0 ; ρ_n , $\rho_{n\infty}$ — плотность водяного пара в факеле и вне его; H_0 — эффективная высота источника; V_b — средняя скорость ветра в слое $z = (0 \div H_0)$; z — высота; y — расстояние от оси факела в поперечном направлении; x — расстояние вдоль факела; $\sigma_y(x)$, $\sigma_z(x)$ — горизонтальное и вертикальное стандартные отклонения распределения концентрации примеси в факеле; z_s — высота источника. Выражение, аналогичное (4), может быть записано и для температуры в газовой среде T .

Диффузное рассеивание аэрозольной примеси с учетом гравитационного оседания частиц также будем описывать в рамках гауссовской модели факела с наклонной осевой линией [6]. При этом эффективная высота оси факела H_0 становится функцией расстояния x :

$$H(x) = H_0 - \frac{1}{V_b} \int_0^x V_c(a) dx,$$

где $V_c(a)$ — скорость седиментации частицы радиуса a . Поскольку форма обводненной частицы близка к шарообразной, то в качестве V_c можно использовать формулу Стокса;

$$V_c = 2 a^2 g \rho / g \mu_g,$$

где g — ускорение свободного падения; ρ — плотность частицы; μ_g — коэффициент динамической вязкости воздуха.

Тогда выражение для концентрации аэрозольной примеси $N(x, y, z)$ примет вид

$$N(x, y, z) = N_0 \frac{R_n^3 V_0}{2 V_b \sigma_y \sigma_z} \exp \left[- \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right] \int_0^\infty F(a) \exp \left[- \frac{(z - H(x, a))^2}{2\sigma_z^2} \right] da. \quad (6)$$

В (6) N_0 — начальная концентрация аэрозоля (на выходе из устья источника).

Обсудим вопрос о скорости процесса конденсационного роста частиц. Используя уравнения (2), можно оценить характерное время τ_k , за которое образующийся избыток пара поглотится системой из N_0 обводненных частиц:

$$\tau_k \approx (4 \pi D_p \bar{a} N_0)^{-1},$$

где \bar{a} — средний размер обводненных частиц; D_p — коэффициент диффузии пара. Время τ_k необходимо сравнивать с характерным временем изменения полей влажности и температуры в дымовом факеле τ_ϕ , оценка которого следует из (4):

$$\tau_\phi \approx \frac{R_0}{V_b C_y C_z} \sqrt{\frac{V_0}{V_b}},$$

где C_i — виртуальные диффузионные коэффициенты [5] ($C_i = \sqrt{2} \frac{\sigma_i}{x}$). Тогда для типичных параметров выбросов [2]: $V_0 = 20$ м/с, $R_0 = 5$ м, $N_0 \approx 10^4$ см⁻³, $\bar{a} = 10$ мкм, скорости ветра $V_b = 5$ м/с и при нейтральной стратификации атмосферы $\tau_k/\tau_\phi \approx 10^{-3}$. Следовательно, можно считать процесс конденсации избытка пара на частицах мгновенным, а сами размеры обводненных частиц — равновесными.

4. Обсуждение результатов

Обратимся к результатам численных расчетов процесса обводнения аэрозольной примеси в дымовом факеле, проведенных по (1)–(6).

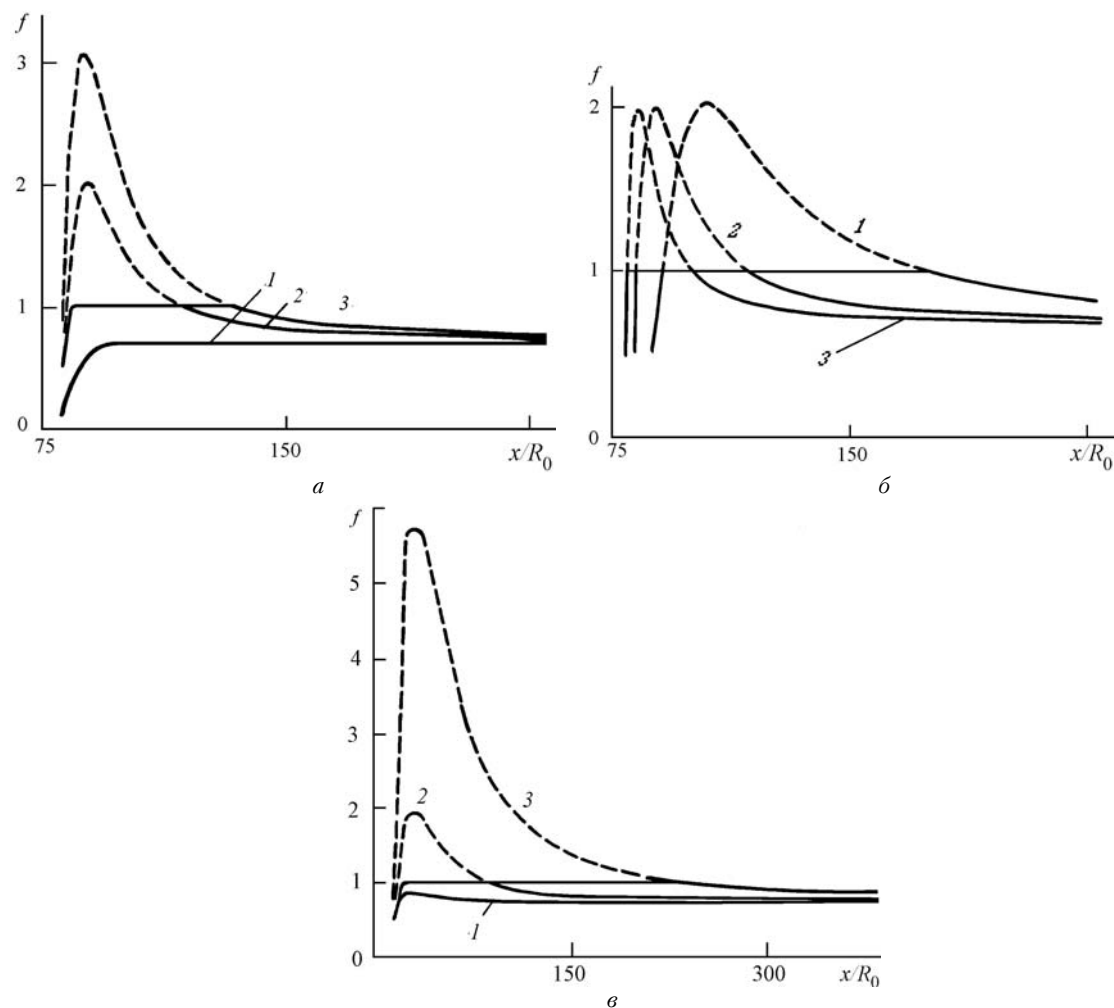


Рис. 1. Зависимость относительной влажности на оси дымового факела от безразмерного расстояния, $T_0 = 100^\circ\text{C}$; $z_b = 100$ м; $f_\infty = 0,7$, атмосфера устойчивая: *а* — при различном начальном увлажнении струи, $\phi = 0,1$ (1); $0,5$ (2); $0,8$ (3). Параметры расчета: $V_b/V_0 = 0,2$; *б* — при вариации отношения $V_b/V_0 = 0,01$ (1); $0,1$ (2); $1,0$ (3), $\phi = 0,5$; *в* — при вариации начальной температуры выброса: $T_0 = 60$ (1), 100 (2); 150°C (3)

Рис. 1, *а* отображает зависимость от нормированного расстояния x/R_0 величины относительной влажности f на оси факела ($y = 0, z = H_0$) при различных значениях массовой доли водяного пара в выбрасываемых газах $\varphi = M_{\text{п}}/M_{\text{г}}$, где $M_{\text{г}}$, $M_{\text{п}}$ — общий массовый секундный выход газообразных продуктов сгорания и массовый секундный выход водяного пара соответственно. Из рисунка видно, что при высоком паросодержании уходящих газов в факеле появляется зона, в которой пар пересыщен (штриховые линии на рис. 1). Степень этого пересыщения возрастает с увеличением φ . Аналогичная картина наблюдается и при вариации значений начальной температуры выброса T_0 (рис. 1, *в*).

Поскольку в реальных условиях совместно с газами всегда выбрасывается и аэрозоль, то его частицы, согласно проведенным выше оценкам, за достаточно короткое время $\tau_{\text{к}}$ поглощают избыток пара (сплошные линии на рис. 1, *а–в*).

Влияние соотношения скоростей вылетающих газов V_0 и среднего ветра $V_{\text{в}}$ на осевой профиль влажности в дымовом факеле иллюстрирует рис. 1, *б*. Из рисунка следует, что рост параметра $V_{\text{в}}/V_0$, что при постоянных условиях инсоляции соответствует повышению интенсивности атмосферной диффузии, приводит к сокращению протяженности зоны существования пересыщения в потоке. В то же время изменение отношения $V_{\text{в}}/V_0$ практически не оказывает влияния на величину максимального пересыщения.

На рис. 2 представлены модельные расчеты поперечного профиля относительной влажности на различном удалении от источника без учета конденсации на частицах. Анализ кривых показывает, что вблизи устья трубы ($x/R_0 \approx 45$) профиль f существенно отличен от гауссовского. Провал на оси струи обусловлен тем, что определяющий рост f процесс турбулентного перемешивания истекающих газов с воздухом на периферии струи протекает раньше, чем в центральных областях. С удалением от источника происходит размывание факела (кривые 3 и 4 на рис. 2, *а*).

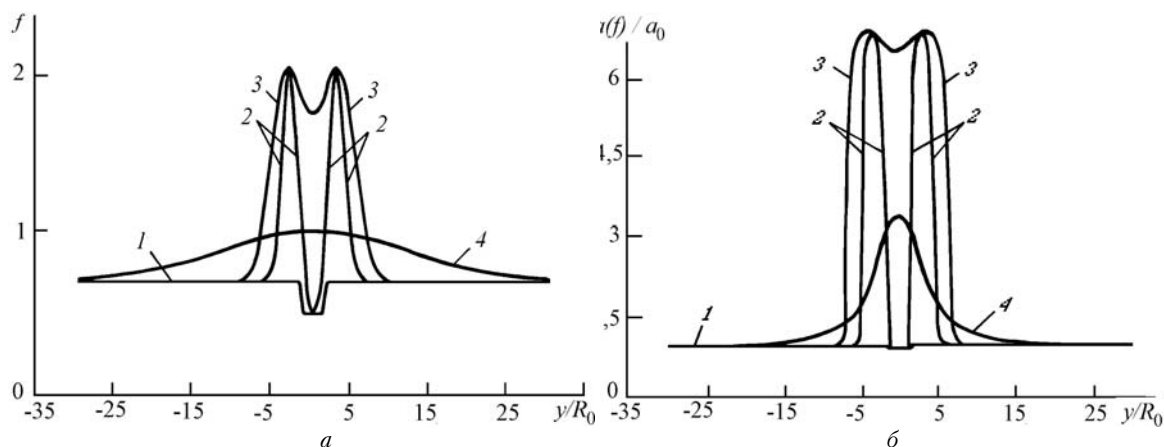


Рис. 2. Профиль относительной влажности (*а*) и степени обводнения частиц (*б*) в дымовой струе на различном удалении от источника: $x/R_0 = 0$ (1); 8 (2); 15 (3); 45 (4). Все остальные параметры соответствуют рис. 1

Важным при исследовании процесса обводнения аэрозольных частиц в дымовом шлейфе является также установление зависимости поля влажности от суточных и сезонных изменений температуры и влажности окружающего воздуха.

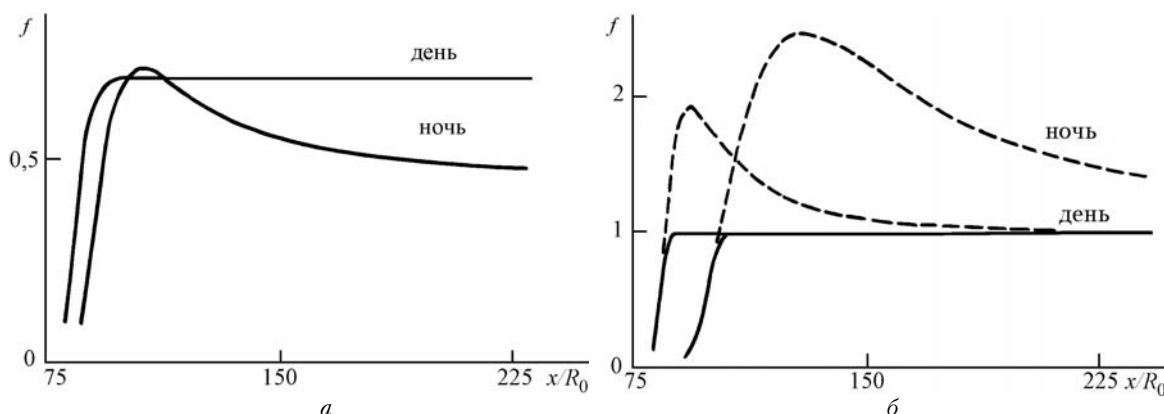


Рис. 3. Изменение относительной влажности на оси дымовой струи при удалении от дымового источника в условиях лета (*а*) и зимы (*б*) в различное время суток

С этой целью была проведена серия расчетов зависимости $f(x)$ для условий лета и зимы в дневное и ночное время суток (рис. 3, а, б) с использованием сезонных региональных моделей атмосферы [7]. Параметры выброса выбирались постоянными, типичными для выбросов тепловых электростанций; $V_B/V_0 \approx 0,2$; $\varphi = 0,1$; температура выходящих газов $T_0 = 100^\circ\text{C}$.

Расчет показал, что наиболее высокие значения относительной влажности в дымовом факеле достигаются, как и следовало ожидать, зимой (рис. 3, б). Суточные изменения f в факеле также зависят от сезона года. Если ночью в зимних условиях влажность факела существенно выше, чем днем, то летом эти различия уже невелики и определяются, в основном, суточным ходом относительной влажности окружающего воздуха f_∞ . Смещение максимума зависимости $f(x)$ в сторону больших x в ночное время суток объясняется тем, что ночью приземный слой атмосферы, как правило, более стабилен [7] и диффузия дымовой струи протекает медленнее, чем в дневное время суток.

Изменение влажности в дымовом шлейфе вызывает, согласно (1)–(3), изменение размеров и структуры частиц дыма. На рис. 4, а, б приведены расчетные зависимости степени обводнения $a(f)/a_0$ и показателя преломления частиц n в видимом диапазоне длин волн от безразмерного расстояния от источника x/R_0 . Параметры расчета соответствуют рис. 3. Начальная массовая концентрация твердого аэрозоля M_0 равнялась $1 \cdot 10^{-3}$ кг/м³ [2]. Объемная доля растворимых веществ материала частиц ϵ_0 (выражение (1)) выбиралась в соответствии с данными работы [8]: $\epsilon_0 \approx 0,06$ ($\theta(c) \approx 0$). Низкие значения ϵ_0 , обуславливают чрезвычайно слабое обводнение частиц дымов ТЭС при $f < 1$.

В качестве функции распределения по размерам летучей фракции золы использовано нормированное логарифмически нормальное распределение:

$$F(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln 10 a_m} \exp \left[-\frac{\log^2(a_m/a_0)}{2\sigma^2} \right], \quad (7)$$

которое, как показано в [9], достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные. Параметры распределения – средний геометрический размер зольных частиц a_m и дисперсия логарифмов размеров частиц σ – равнялись: $a_m = 12,5$ мкм; $\sigma = 0,2$ (зола шаровых мельниц [9]).

Степень обводненности частиц $a(f)/a_0$ при возникновении пересыщения в газовом потоке ($s > 0$) находилась из решения системы уравнений (2).

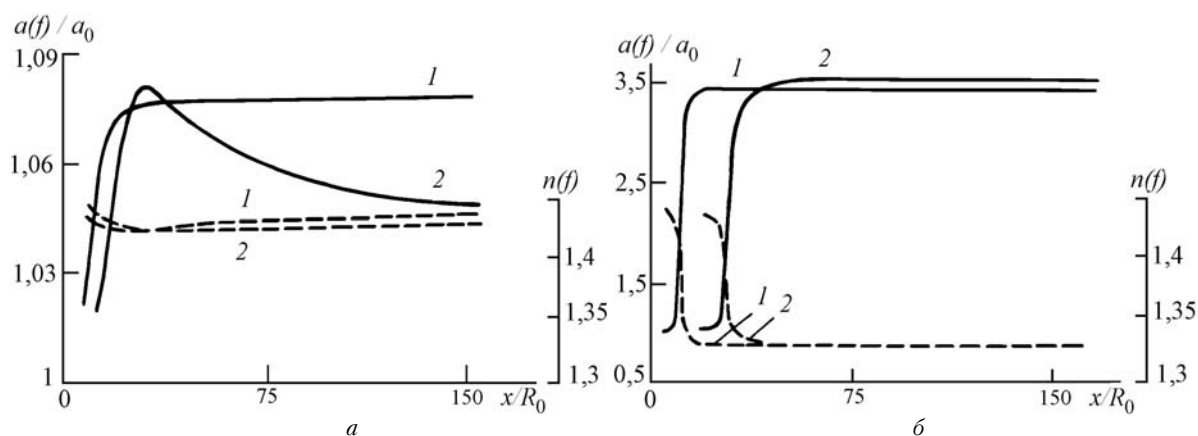


Рис. 4. Зависимость степени обводнения и действительной части показателя преломления зольных частиц в факеле от безразмерного расстояния в условиях лета (а) и зимы (б) в различное время суток

Результаты, представленные на рис. 1–4, указывают на то, что наибольшего обводнения частиц дыма следует ожидать вблизи устья источника в зимних условиях, при малых скоростях ветра (рис. 1, б) и невысокой степени турбулизованности атмосферы. При этом с точки зрения оптики, весьма вероятно, что в зоне сильного обводнения поведение дымовых частиц будет близко к поведению капель воды (кристаллов льда), радиуса $a(f)$ ($m \approx m_B$), то есть влиянием неоднородности внутренней структуры частиц при расчете их оптических характеристик в первом приближении можно пренебречь [10]. Последнее обстоятельство позволяет достаточно просто восстановить искомое значение массовой концентрации «сухого» аэрозоля при условии, что трасса зондирования факела проходит через зону максимального обводнения.

Действительно, максимальная степень обводненности аэрозольных частиц $a(s)/a_0$ при возникновении пересыщения в газовом потоке может быть определена, исходя из (2):

$$s \rho_{II}^H(T) = \frac{4\pi}{3} N(x, y, z) \rho_B \int_0^\infty F(a; x, y, z) [a^3(s) - a^3(s=0)] da. \quad (8)$$

В (8) не учтено слагаемое $d(\ln T)/dt$, так как оценки показывают, что для реальных концентраций твердых частиц в дымовых шлейфах ($M_0 \lesssim 10^{-2}$ кг/м³ [1, 2]) влиянием выделения скрытой теплоты конденсации можно пренебречь.

Теоретические исследования процесса конденсационного роста систем полидисперсных частиц [4] указывают на то, что с течением времени происходит сужение функции распределения растущих капель по размерам при общем ее смещении в сторону больших радиусов. Это является следствием более быстрой скорости роста мелких капель по сравнению с более крупными (см. (2) и рис. 5). В связи с этим обстоятельством в (8) при $s > 0$ приближенно можно положить $F(a)|_{s>0} \approx \delta(a - a_m(s))$, где $\delta(a)$ — дельта-функция Дирака, а $a_m(s)$ — максимальный размер, до которого вырастают частицы первоначального радиуса a_m .

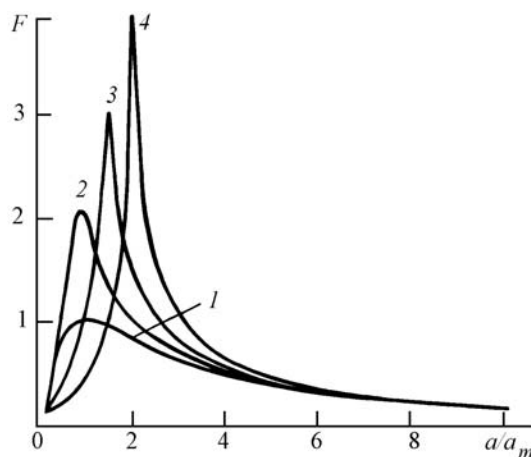


Рис. 5. Трансформация функции распределения аэрозольных частиц по размерам за счет их конденсационного роста при значении степени пересыщения $s = 0$ (1); 0,05 (2); 0,15 (3); 0,25 (4)

Тогда, после, преобразования (8), получим

$$\frac{a^3(s)}{a_0^3} \approx \frac{a^3(s=0)}{a_0^3} + s(x, y, z) \frac{\rho_{\Pi}^H(T)}{\rho_B M_0 \rho} \frac{N_0}{N(x, y, z)}, \quad (9)$$

где для простоты опущен индекс m у a ; $N_0 = N(0, 0, z_s)$.

Откуда

$$M_0 \approx \frac{s(x, y, z) \rho_{\Pi}^H(T)}{\rho_B [a^3(s)/a_0^3 - a^3(s=0)/a_0^3]} \frac{N_0}{N(x, y, z)},$$

или с учетом (6) и при пренебрежении седиментацией:

$$M_0 \approx \frac{s(x, y, z) \rho_{\Pi}^H(T)}{\rho_B [a^3(s)/a_0^3 - a^3(s=0)/a_0^3]} \frac{2V_B \sigma_y \sigma_z}{R_0^2 V_0} \exp \left[\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z - H_0)^2}{2\sigma_z^2} \right]. \quad (10)$$

Величину средней степени обводненности частиц $a(s)/a_0$ возможно определить из лидарных измерений коэффициента рассеяния системы обводненных частиц σ_p .

В зоне сильного обводнения $a(s)/a_0 \gg 1$ параметр дифракции частиц $\rho_d = 2\pi\lambda/a(s) \gg 1$ для большинства длин волн λ лазерных источников лидарных систем, что позволяет в выражении для σ_p фактор эффективности рассеяния $K_p(a(s))$ положить равным единице:

$$\sigma_s|_{s>0} = \pi N(x, y, z) \int_0^{\infty} F(a) a^2 K_p(a) da \approx \pi N a_m^2(s). \quad (11)$$

Тогда, комбинируя (10) и (11), получим выражение для нахождения M_0 :

$$M_0 \approx \frac{N_0 \rho}{N(x, y, z)} \left[\sigma_p \frac{4(a_m/a_0)a_0}{3} - \frac{\rho_{\Pi}^H(T)}{\rho_B} s(x, y, z) \right],$$

которое может быть решено численно для конкретных параметров выброса.

1. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей / Зуев В.Е., Кауль В.В., Самохвалов И.В. и др. Новосибирск: Наука, 1986. 190 с.
2. Балденков Г.Н., Жильцов В.И., Гошников М.М. и др. // Труды ИПГ. 1986. Вып. 67. С. 41–52.
3. Лактионов А.Г. Равновесная гетерогенная конденсация Л.: Гидрометеониздат, 1988. 160 с.
4. Седунов Ю.С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1972. 208 с.
5. Метеорология и атомная энергия / Под ред. Е.К. Федорова. М.: Мир, 1959. 260 с.
6. Аячук В.А., Будак И.В., Раменский Л.А. // Труды УкрНИИ Госкомгидромета СССР. 1986. Вып. 188. С. 14–23.
7. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 264 с.
8. Скрябина Л.Я. Атлас промышленных пылен. Ч. 1. М.: ЦИНТИхимнефтемаш, 1981. 37 с.
9. Пономарев Н.Н. Исследование дисперсного состава пылей в связи с оценкой работы воздухоочистителей. М.: СНТИ, 1961. 256 с.
10. Пришивалко А.П., Астафьева Л.Г. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. Т. 10. № 12. С. 1322–1327.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
8 января 1992 г.

A. A. Zemlyanov, Yu. E. Geints. On the Formation of Liquid Water Shell Around Aerosol Particles in the Stack Plumes.

The formation of liquid water shell around aerosol particles in a moist atmosphere is one of the main factors lowering the accuracy of lidar measurements of the intensity of aerosol emissions from plant stacks. A theoretical investigation of the process of the water shell growth around an aerosol particle in a stack plume is carried out based on the Gaussian model of the stack plume with slant axis. The investigation concerns also the influence of different meteorological situations and of the plume parameters on this process. Numerical calculations have shown, that at high humidity of the emission jet at a stack mouth there can occur a zone in the plume where the water vapor is supersaturated and as a result the liquid water content of such an aerosol is high. Diurnal and seasonal variations of temperature and humidity in the boundary atmospheric layer can essentially influence the process of liquid water shell formation around aerosol particles.