

Учёт турбулентности потока газа в расчётах осаждения частиц в электрофильтрах

ВЕРЕЩАГИН И.П., ХРЕНОВ С.И., СМАГИН К.А., ЧЕКАЛОВ Л.В., ТИМОФЕЕВ Е.М.

В методике расчёта прямого осаждения наиболее сложным вопросом является учёт влияния турбулентного характера потока газа. Изложены основы теории турбулентности, необходимые для расчёта движения частиц в канале электрофильтра. Для расчёта прямого осаждения частиц в электрофильтре могут быть использованы три метода: метод траекторий, метод, основанный на уравнениях неразрывности для материального потока частиц и неразрывности для тока заряда, и метод струй. Проведено сравнение указанных методов. Несмотря на различия в способах учёта влияния турбулентности потока на процесс осаждения частиц в электрофильтре результаты расчёта различаются незначительно, что свидетельствует о достоверности применяемых методов. Поэтому целесообразно использование метода, обладающего наименьшим временем расчёта. Метод струй и метод траекторий позволяют учесть разброс в значении заряда частиц из-за турбулентного характера потока газа в электрофильтре. Метод двух уравнений неразрывности не учитывает разброс зарядов. Показано, что разброс в зарядах частиц имеет место только на начальном участке электрофильтра, когда происходит зарядка частиц до значения, близкого к предельному заряду. Траекторный метод, требующий для реализации очень большое время расчёта, в связи с этим имеет ограниченное применение. Метод струй рекомендуется для инженерных расчётов прямого осаждения частиц в электрофильтре.

К л ю ч е в ы е с л о в а: электрофильтр, турбулентная диффузия, зарядка частиц, разброс зарядов частиц, эффективность очистки, методы расчета

В соответствии с общей моделью процессов улавливания частиц золы в электрофильтрах определение степени очистки начинается с расчёта «прямого» осаждения частиц на электрод. Далее следуют процессы отряхивания осадительных электродов, вторичный унос и улавливание возвращённых в промежуток частиц. В методике расчёта прямого осаждения наиболее сложным вопросом является учёт влияния турбулентного характера потока газа. Поведение частиц в турбулентном потоке газа достаточно подробно рассмотрено в [1], однако некоторые особенности этого процесса не учтены. К ним относится развитие турбулентности во времени. Учитывая современное представление о характеристиках турбулентного потока, уточнены коэффициенты, отражающие его влияние в различных методах расчёта, особенно при расчёте траекторий движения частиц.

В настоящее время для расчёта движения частиц в поле коронного разряда и турбулентном потоке газа в основном используются три метода: метод траекторий; метод, основанный на уравнениях неразрывности для материального потока частиц и неразрывности для тока заряда, и метод струй, предложенный авторами статьи. Рассмотрены достоинства и недостатки каждого метода по следующим критериям: соответствие физической картине явления, точности решения и требуемому для расчёта компьютерному времени. Для выбранного базисного варианта параметров промышленного электрофильтра выполнены расчёты, позволяющие

сравнить методы между собой. Предложен простой инженерный метод расчёта степени очистки газа без учёта вторичных процессов.

Характеристики турбулентного потока. Турбулентность потока газа в электрофильтре проявляется в том, что параметры потока, такие как скорость и давление, случайным образом изменяются во времени и пространстве. Проблема турбулентности заключается в нахождении характеристик изменения параметров потока на основе решения уравнений Навье—Стокса. Однако такой подход оказывается слишком громоздким, и на практике ограничиваются рассмотрением лишь некоторых более простых статистических величин, описывающих те или иные частные статистические свойства потока. Наиболее важными из таких величин являются моменты. Среди всех моментов для расчёта движения частиц наибольший интерес представляет момент второго порядка (корреляционная функция):

$$B_{ij}(M_1, M_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_i(M_1) U_j(M_2) \times \\ \times p_{M_1, M_2}(U_i, U_j) dU_i dU_j = \langle U_i(M_1) U_j(M_2) \rangle, \quad (1)$$

где U_i — i -я компонента скорости потока газа в точке M_1 ; U_j — j -я компонента скорости потока газа в точке M_2 ; $p_{M_1, M_2}(U_i, U_j) dU_i dU_j$ — вероятность того, что скорость в точке M_1 находится в интервале от $U_i(M_1)$ до $U_i(M_1) + dU_i$ и скорость в точке M_2 — в интервале от $U_j(M_2)$ до $U_j(M_2) + dU_j$; $\langle \cdot \rangle$ — операция осреднения.

Для удобства корреляционную функцию нормируют на значение дисперсии скорости в точке M_1 : $\sigma_U^2 = \langle U^2(M_1) \rangle$. Получившуюся функцию $R_{ij}(M_1, M_2)$ называют корреляционным коэффициентом, значения модуля которого лежат в диапазоне $0 \div 1$.

Физический смысл корреляционной функции и корреляционного коэффициента выражается в том, что они показывают насколько сильно связаны скорости газа в двух точках пространства или времени. Большим значениям B_{ij} соответствует более сильная связь. В зависимости от расположения точек M_1 и M_2 различают пространственные и временные корреляционные функции, а также лагранжевы и эйлеровы корреляционные функции. Пространственные и временные корреляционные функции соответствуют любым различным точкам в пространстве и во времени. Для лагранжевых корреляционных функций точки M_1 и M_2 располагаются на траектории движения некоторой частицы, тогда как для эйлеровых корреляционных функций эти точки не изменяют своего положения со временем.

С увеличением расстояния или промежутка времени между точками M_1 и M_2 значение корреляционного коэффициента уменьшается, стремясь к нулю. Расстояния или промежутки времени, на которых можно считать, что связь между скоростями в точках M_1 и M_2 отсутствует, называют масштабом. Корреляционный коэффициент и масштабы турбулентности являются основными характеристиками, определяющими влияние потока газа на движение частиц в электрофильтре.

В методах расчёта движения частиц, основанных на потоковом представлении, влияние турбулентности определяется коэффициентом турбулентной диффузии (КТД). Значение КТД отражает насколько сильно происходит перемешивание частиц зола турбулентными пульсациями среды. По определению КТД задаётся формулой $D_T(t) = \langle U(t)x(t) \rangle$, где U — скорость среды, x — расстояние от точки, из которой облако частиц пыли начинает своё движение. Переходя от x к U , получим формулу для расчёта КТД:

$$D_T(t) = \left\langle \int_0^t U(t_0)U(t_0 + \tau) d\tau \right\rangle = \langle U^2(t_0) \rangle \int_0^t R_L(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где $\sigma_U^2 = \langle U^2(t_0) \rangle$ — дисперсия скорости газа; $R_L(\tau)$ — лагранжев временной коэффициент корреляции скорости; t_0 — время начала диффузии.

Из (2) следует, что КТД изменяется во времени от нуля до некоторого установившегося значения. Время установления КТД определяется лагранже-

вым временным масштабом $T_L = \int_0^\infty R_L(\tau) d\tau$. Процесс установления заканчивается через время, равное примерно $3T_L$ (типичные значения T_L для канала электрофильтра составляют порядка 10^2 мс). Установившееся значение КТД равно $D_{T\infty} = \sigma_U^2 T_L$. Временной масштаб T_L является характерным временем движения частиц, вызванного пульсациями среды в одном направлении. Движение в одном направлении приводит к увеличению дисперсии положения частиц $\langle x^2 \rangle$ с постоянной скоростью и, соответственно, постоянному значению КТД, который определяется скоростью роста $\langle x^2 \rangle$:

$$D_T = \langle Ux \rangle = \left\langle \frac{dx}{dt} x \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{d\langle x^2 \rangle}{dt}. \quad (3)$$

Физически процесс установления КТД связан с тем, что первоначально на частицы действуют только мелкомасштабные пульсации газа. Чтобы частица испытала действие всего спектра пульсаций, должно пройти время. Переходный процесс установления КТД происходит также всякий раз, когда изменяются характеристики турбулентности. На рис. 1 приведен график зависимости от времени установления КТД для частиц зола, вылетающих из точечного источника [1].

Различные методы расчёта движения частиц обладают разными возможностями для учёта участка установления КТД, что необходимо учитывать при сравнении методов расчёта движения частиц между собой.

Отметим, что неправильно связывать процесс установления КТД с установлением статистических параметров функции распределения частиц по скорости. Для безынерционных частиц, непосредственно вычисляя параметры функции распределе-

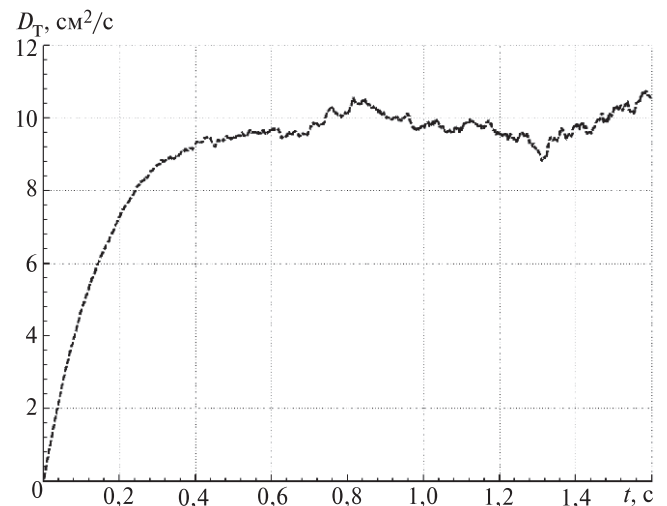


Рис. 1. График зависимости КТД от времени

ния по скоростям, можно показать, что скорости частиц распределены по нормальному закону с математическим ожиданием, равным средней скорости потока $\langle U \rangle$, и дисперсией, равной σ_U^2 , и эти параметры не изменяются с момента начала диффузии. При учёте инерционности частиц имеется некоторое отклонение этих параметров от установившихся значений, которое становится пренебрежимо малым через время, много меньшее T_L (порядка постоянной времени частицы).

В реальных электрофильтрах предварительный участок обеспечивается наличием форкамеры, проходя которую, КТД частиц устанавливается. Таким образом при расчёте прямого осаждения необходимо использовать установившееся значение КТД, поэтому в методе траекторий, в котором учитывается процесс установления КТД, необходимо задавать предварительный участок.

Для расчёта корреляционных коэффициентов во многих работах используются экспериментально подтверждённые формулы [1, 2]:

$$R_L(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{T_L}\right);$$

$$R_{Em}(s) = \exp\left(-\frac{s}{2L_{Em}}\right) \cos\left(\frac{s}{2L_{Em}}\right), \quad (4)$$

где $R_L(\tau)$ — лагранжев временной коэффициент корреляции; $R_{Em}(s)$ — эйлеров пространственный коэффициент корреляции; T_L — лагранжев временной масштаб; L_{Em} — эйлеров пространственный масштаб.

Входящие в (4) эйлеров пространственный масштаб L_{Em} ($m=I$ — направление вдоль скорости частицы золы относительно газа, $m=II$ — направление, перпендикулярное $m=I$) и лагранжев временной масштаб T_L определяются энергетическими характеристиками турбулентности [3]:

$$T_L = K_1 \frac{\sigma_U^2}{\langle \varepsilon \rangle}; \quad L_{Em} = K_{2m} \sigma_U T_L, \quad (5)$$

где $K_1 = 0,235$; $K_{2II} = 2K_{2I} = 2,5$ [1]; $\sigma_U^2 = 2k/3$; k — кинетическая энергия турбулентности; $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя скорость рассеяния кинетической энергии турбулентности.

Значение k определяет энергию пульсационного движения среды, которая в сумме с энергией осреднённого движения даёт среднюю энергию потока газа. Скорость рассеяния $\langle \varepsilon \rangle$ определяет ту скорость, с которой происходит преобразование кинетической энергии турбулентности в тепло наименьшими вихрями, для которых силы вязкости преобладают над силами инерции. Значения k и $\langle \varepsilon \rangle$ определялись по результатам расчёта турбулентного течения в Comsol с помощью модели Менгера [4].

Следует отметить, что в электрофильтре имеется ряд особенностей, связанных с расчётом характеристик турбулентности. Электрический ветер, возникающий из-за передачи импульса ионов молекулам воздуха, приводит к увеличению турбулентности потока газа, что должно быть учтено в расчёте характеристик турбулентности. Другой особенностью движения частиц в электрофильтре является то, что на заряженные частицы пыли действует сила Кулона, не действующая на частицы газа.

Сила Кулона приводит к смещению частицы золы относительно газа, что сопровождается уменьшением влияния пульсаций газа на движение частицы золы. Возникающее вследствие этого уменьшение КТД частиц по сравнению с КТД газа называют эффектом пересечения траекторий (ЭПТ). Для учёта этого эффекта в методах, основанных на потоковом представлении, КТД следует рассчитывать по [5]:

$$D_T = \frac{D_{T,Г}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta V}{K_{2,m} \sigma_U}\right)^2}}, \quad (6)$$

где $D_{T,Г}$ — КТД газа; $\Delta V = V - U$ — скорость частицы золы относительно газа.

Отметим, что ЭПТ следует отличать от влияния инерционности частицы на значение КТД. Увлечение пульсациями среды крупных частиц меньше из-за их большей массы, что приводит к снижению КТД этих частиц.

Методы расчёта движения и зарядки частиц в турбулентном потоке. В настоящее время для расчёта движения частиц в поле коронного разряда и турбулентном потоке газа получили распространение три метода: метод траекторий, метод решения уравнений неразрывности для плотностей потока и тока заряда частиц, метод струй. Указанным методам соответствуют различные математические описания движения частиц: отслеживание траекторий отдельных частиц; потоковое представление; расчёт движения отдельных групп частиц.

Рассмотрим расчёт прямого осаждения применительно к пластинчатому электрофильтру (рис. 2).

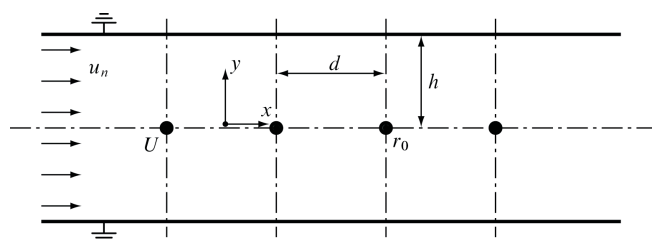


Рис. 2. Схема канала электрофильтра

Метод траекторий. Рассчитываются траектории частиц пыли путём интегрирования их уравнений движения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= V_i; \\ m_{\text{ч}} \frac{dV_i}{dt} &= F_{\text{ci}} + qE_i; \\ \frac{dq}{dt} &= \left(\frac{dq}{dt} \right)_{\text{уд}} + \left(\frac{dq}{dt} \right)_{\text{диф}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где V_i — i -я компонента скорости движения частицы зола; $m_{\text{ч}}$ — масса частицы; q — заряд частицы; E_i — i -я компонента напряжённости поля коронного разряда; $(dq/dt)_{\text{уд}}$, $(dq/dt)_{\text{диф}}$ — скорость ударной и диффузионной зарядки соответственно; F_{ci} — сила сопротивления среды.

В общем случае сила сопротивления среды при любых значениях числа Рейнольдса $\text{Re}_{\text{ч}}$ определяется как [7]:

$$F_{\text{ci}} = C_x \frac{\gamma(V_i - U_i)^2}{2} S; \quad C_x = \frac{24}{\text{Re}_{\text{ч}}} \left(1 + \frac{\text{Re}_{\text{ч}}^{2/3}}{6} \right);$$

$$\text{Re}_{\text{ч}} = \frac{|\mathbf{V} - \mathbf{U}| 2r_{\text{ч}}}{\nu},$$

где γ — плотность газа; $S = \pi r_{\text{ч}}^2$ — площадь поперечного сечения частицы зола; ν — коэффициент кинематической вязкости газа; $r_{\text{ч}}$ — радиус частицы.

Значение скорости потока представляется в виде суммы средней скорости потока $\langle U_i \rangle$, не зависящей от времени (так как течение в электрофильтре считается установившимся), и составляющей, пульсирующей во времени u_i , т.е. $U_i = \langle U_i \rangle + u_i$. Значения средних и мгновенных скоростей потока определяются из решения осреднённых уравнений Навье—Стокса и двух уравнений для энергетических характеристик турбулентности (модель Ментера) [4].

Основное внимание в траекторных методах уделяется моделированию пульсационной составляющей скорости потока газа, поскольку именно её значение определяет интенсивность турбулентной диффузии. Для расчёта пульсирующей составляющей скорости газа используются два подхода: метод времени жизни вихря (eddy life time model) и непрерывного случайного блуждания (continuous random walk) [1]. Метод времени жизни вихря (ВЖВ) основан на представлении, что перемешивание частиц происходит вихрем, который существует в течение времени T (время существования вихря), после которого он распадается и возникает другой вихрь с новым значением скорости. Таким

образом значение пульсирующей скорости в методе ВЖВ остаётся постоянным в течение времени T . Моделируемое значение КТД зависит от времени

существования вихря: $D_{\text{T}} = \frac{\sigma_U^2 T}{2}$, т.е. для получения

заданного значения КТД значение пульсирующей скорости газа должно изменяться каждые $2T_L$. Метод ВЖВ не позволяет моделировать экспоненциально спадающий коэффициент корреляции, что приводит к погрешностям и даёт неточные результаты для некоторых течений, в том числе для электрофильтров [6]. Метод непрерывного случайного блуждания (НСБ) имеет преимущество по сравнению с методом ВЖВ в том, что позволяет моделировать экспоненциально спадающий коэффициент корреляции скорости, что повышает точность расчёта. Поэтому в настоящее время в основном используется метод НСБ.

В теории турбулентности Колмогорова [3] показано, что турбулентные ускорения газа определяются в основном движениями, происходящими на наименьших масштабах. В одной точке пространства вихри рождаются и уничтожаются. Ускорения газа в двух вихрях наименьшего масштаба принимаются [3] независимыми случайными величинами, что подтверждается экспериментами [7]. Поскольку постоянные времени изменения скорости частицы больше времени существования наименьших вихрей ($\tau_{\eta} \sim \text{Re}^{-1/2} H / u_{\text{ср}}$), то процесс изменения пульсирующей скорости газа при расчёте траектории частиц является случайным процессом с независимыми приращениями. Математически процесс с независимыми приращениями описывается стохастическим дифференциальным уравнением:

$$\frac{du_i}{dt} = a_i + b_{ij} \frac{dW_j}{dt}, \quad (8)$$

где u_i — i -я компонента пульсирующей составляющей скорости среды; a_i , b_{ij} — некоторые постоянные; dW_j — случайная величина, распределённая по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием (МО) и среднеквадратичным отклонением (СКО), равным единице, в этих условиях корреляция между значениями dW_j на разных временных шагах отсутствует.

Для однородного изотропного и стационарного турбулентного потока значения коэффициентов a_i и b_{ij} определены [8]:

$$a_i = -\frac{1}{T_L}; \quad b_{ij} = \sigma_f \sqrt{\frac{2}{T_L}}. \quad (9)$$

Заменяя производную в (8) на конечно-разностную аппроксимацию, придём к выражению, которое связывает пульсирующие скорости потока газа

вдоль траектории движения элементарного объема газа:

$$u_m^{(n+1)} = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_L}\right) u_m^{(n)} + \sigma_f \sqrt{\frac{2}{T_L}} W_m = \alpha u_m^{(n)} + \beta \Delta W_m. \quad (10)$$

В [1] показано, что коэффициент α в (10) является лагранжевым временным коэффициентом корреляции скорости газа: $\alpha = R_L(\Delta t)$, а $\beta = \sigma_f \sqrt{1 - \alpha^2}$. Для учёта эффекта пересечения траекторий в [1] рекомендуется принять $\alpha = R_L(\Delta t) R_{Em}(\Delta s)$.

Расчёт траектории частицы проводится следующим образом. Конечно-разностная аппроксимация для уравнения движения и зарядки частицы запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{x_i^{(n+1)} - x_i^{(n)}}{\Delta t} &= V_i^{(n)}; \\ \frac{V_i^{(n+1)} - V_i^{(n)}}{\Delta t} &= C_x \frac{\gamma(V_i^{(n)} - U_i^{(n)})^2 S}{2} - q^{(n)} E_i; \\ \frac{q^{(n+1)} - q^{(n)}}{\Delta t} &= \frac{dq}{dt}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где Δt — временной шаг; n — номер временного шага.

В начальный момент времени $t=0$ ($n=0$) частица находится в точке $x_{i,0}$, имеет скорость $V_i^{(0)}$ и заряд $q^{(0)}$. Значение пульсирующей составляющей скорости газа определяется как случайное число с нулевым МО и СКО, равным σ_f , с помощью генератора случайных чисел. По (11) определяются положение, скорость и заряд частицы на следующем временном шаге в момент $t=\Delta t$ ($n=1$). Пульсирующая составляющая скорости газа на шаге $n=1$ определяется по формуле (10) с учетом значения пульсирующей скорости на шаге $n=0$. Для определения координат, скорости и заряда частицы на шаге $n=2$ вновь используются формулы (11), и значение пульсирующей скорости $u_m^{(3)}$ определяется по (10). Таким образом рассчитывается траектория частицы золы.

В каждый момент времени отмечается число частиц в каждой ячейке сетки внутри канала. По завершению расчёта это число делится на суммарное число частиц, что даёт относительную концентрацию частиц в каждой ячейке сетки. Поскольку в расчёте используется хотя и большое, но конечное число частиц (порядка 10^6 – 10^7), расчётные значения концентрации определяются с погрешностью. Для оценки значения этой погрешности проводится несколько расчётов и по разбросу значений кон-

центрации в них определяется ширина доверительного интервала, в пределах которого лежит истинное значение концентрации с заданной вероятностью.

Метод решения уравнений неразрывности для плотности потока и тока частиц. Наряду с траекторными методами для расчёта распределения концентрации золы в электрофилт্রে используются методы, основанные на потоковом представлении. Наиболее простой моделью, в которой учитывается зарядка частиц, является модель, основанная на двух уравнениях неразрывности для плотности потока и электрического тока частиц. Получившаяся модель для условий, имеющих место в канале электрофилтра (рис. 2), запишется:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial V_x N}{\partial x} + \frac{\partial V_y N}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(D_T \frac{\partial N}{\partial y} \right); \\ \frac{\partial \rho_q}{\partial t} &= \frac{\partial V_x \rho_q}{\partial x} + \frac{\partial V_y \rho_q}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(D_T \frac{\partial \rho_q}{\partial y} \right) - N \frac{dq}{dt}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где $N(x, y)$ — концентрация частиц золы; $\rho_q(x, y) = q_{cp}(x, y) N(x, y)$ — объёмная плотность заряда частиц золы; $q_{cp}(x, y)$ — средний заряд частицы; $V_x = U_x + q_{cp} E_x B$, $V_y = U_y + q_{cp} E_y B$ — скорость частиц газа; B — подвижность частиц; U_x , U_y — составляющие скорости газа; E_x , E_y — составляющие напряженности поля короны.

Первые два слагаемых в правой части уравнений (12) отражают перенос частиц потоком газа и в результате действия силы Кулона. Третье слагаемое представляет поток частиц за счёт турбулентной диффузии. Последнее слагаемое во втором уравнении учитывает зарядку частиц.

Решая совместно систему уравнений неразрывности для плотности потока и электрического тока частиц, можно рассчитать распределение концентрации и объёмной плотности заряда частиц золы в канале электрофилтра. В ходе решения системы (12) возникает проблема сходимости расчёта, поэтому целесообразно отметить основные технические подробности решения.

Используя конечно-объёмный метод, каждое уравнение системы (12) сводилось к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которые решались методом Гаусса—Зейделя. Было установлено, что можно получить уменьшение времени расчёта, если при решении каждого уравнения использовать небольшое число итераций (около 10) и затем переходить к решению следующего уравнения.

Поскольку средний заряд частиц $q_{cp} = \rho_q / N$ в процессе итерационного решения определяется делением двух близких к нулю величин, то возможно нарушение сходимости. Для устранения этого на-

рушения значения m_q обнулялись в тех ячейках сетки, в которых $N=0$ или $q_{\text{ср}}/q_{E_{\text{ср}}} > 10$, где $q_{E_{\text{ср}}}$ — предельный заряд при средней напряжённости электрического поля.

Представленный в статье подход решения двух уравнений неразрывности уже использовался в [9], где этот подход применялся к расчёту движения и зарядки частиц в трубчатом электрофилт্রে. В [1] применяется метод, основанный на потоковом представлении, который учитывает зарядку. Однако учёт зарядки проводится приближённо.

Метод струй. Новым методом расчёта прямого осаждения частиц в электрофилт্রে является метод струй, который основан на распределении концентрации в струе, выходящей из линейного источника. Представим в пространстве между электродами прямоугольную сетку с шагом Δx и Δy . Если в качестве источника рассматривать интервал Δy , то распределение концентрации

$$\frac{N(x,y)}{N_{\text{нач}}} = \int_{-0,5\Delta y}^{0,5\Delta y} \frac{a}{\sqrt{\pi}} \exp(-a^2 y^2) dy = 0,5\{\text{erf}[a(y+0,5\Delta y)] - \text{erf}[a(y-0,5\Delta y)]\}, \quad (13)$$

где $a = \sqrt{U_x/4D_T x}$; $N_{\text{нач}}$ — начальная концентрация; erf — функция ошибок.

Поскольку в направлении оси y частицы также смещаются в результате дрейфа под действием электрической силы $\Delta y_{\text{др}} = V_{\text{др}} \Delta x U_x^{-1}$, то распределение концентрации (13) будет иметь вид

$$\frac{N(x,y)}{N_{\text{нач}}} = 0,5\{\text{erf}[a(y + \Delta y_{\text{др}} + 0,5\Delta y)] - \text{erf}[a(y + \Delta y_{\text{др}} - 0,5\Delta y)]\}. \quad (14)$$

Смещение частиц $\Delta y_{\text{др}}$ определяется с учетом изменения заряда частиц на интервале Δx . Движение частиц предполагается безынерционным. Это в большей степени справедливо для фракции мелких частиц в распределении их по размеру, характерному для золы углей, сжигаемых на ТЭС.

Скорость дрейфа частиц $V_{\text{др}}$ определяется из уравнения

$$E_y q = F_{\text{ср}}. \quad (15)$$

Заряд частиц определяется с учетом его значения в начале интервалов Δx и приращения зарядов на интервале Δx , которому соответствует интервал времени $\Delta t = \Delta x / U_x$. Учитываются механизмы как ударной, так и диффузионной зарядки. Расчёт проводится по формулам [1, 10] или в соответствии с рекомендациями [11].

Алгоритм расчёта заключается в том, что для каждого элемента Δy следующего слоя вычисляются

значения концентрации и распределение по значению зарядов частиц как сумма вкладов от всех элементов предыдущего слоя.

Поток частиц на осадительный электрод вычисляется для каждого интервала Δx_n :

$$P_{\text{осн}} = N_{\text{осн}} V_{\text{дрn}} \Delta x_n, \quad (16)$$

где n — номер сечения вдоль оси x ; $N_{\text{осн}}$, $V_{\text{дрn}}$ — концентрация и скорость дрейфа у поверхности осадительного электрода.

Расчёт спада концентрации по (14) в зависимости от y можно ограничить диапазоном $\Delta y_{\text{др}}$, так как за пределами этого диапазона относительная концентрация $N/N_{\text{нач}}$ становится пренебрежимо малой.

Для полидисперсного аэрозоля расчёт проводится по фракциям, т.е. ряд расчётов для частиц определённого размера.

Получаемые на каждом шаге распределения частиц по значению заряда были представлены тремя характерными значениями $q_{\text{ср}}$, $q_{\text{ср}} + \sigma_q$, $q_{\text{ср}} - \sigma_q$, где σ_q — среднее квадратичное отклонение заряда. Для повышения точности расчёта используется большее число значений заряда. В алгоритме расчёта учитывались следующие особенности.

Во-первых, из-за отталкивающего действия сильного поля коронирующих электродов вблизи них появляются области, свободные от частиц. Они учитываются при условии равенства скорости дрейфа (в направлении от провода) и скорости потока газа [10].

Во-вторых, вблизи осадительных электродов элементарные струи, пригодные для использования вдали от ограничивающих поверхностей, искажаются вблизи них. Поэтому значения концентрации частиц вблизи плоскости принимаются равными значениям на расстоянии 1–2 мм от электродов. На таком расстоянии значения мало отличаются. Подробно алгоритм расчётов по методу струй изложен в [10].

Сравнение методов расчёта. Для сравнения методов расчёта между собой выбран вариант пластинчатого электрофилтра (рис. 2) с параметрами: $H = 200$ мм, $d = 160$ мм, $U = 65$ кВ, $r_0 = 1$ мм, $r_{\text{ч}} = 2$ мкм. Чтобы значения КТД в траекторном методе установились, был выделен предварительный участок длиной $L_{\text{вх}} = 1,0$ м, на котором движение частиц определялось только турбулентным потоком газа. После предварительного участка расчёт по методу траекторий продолжался, а в методы решения двух уравнений неразрывности и метод струй концентрация и заряды из траекторного метода задавались в качестве граничного условия. Распределение концентрации на предварительном

участке рассчитывалось с помощью метода траекторий. Сравнение трёх методов проводилось в области длиной $L = 1,0$ м, следующей за предварительным участком.

Исходными данными для расчёта являются распределения параметров поля коронного разряда и потока газа. Поле коронного разряда рассчитывалось по методу разложения в ряд [12]. Распределение параметров потока, рассчитанное с помощью модели Менгера, представлено на рис. 3. Как видно из графика (рис. 3, кривая 3), учёт эффекта пересечения траекторий приводит к уменьшению КТД, которое особенно сильно вблизи проводов, где скорость дрейфа частиц относительно газа велика.

Распределение относительной концентрации в сечениях на разном расстоянии от входа представлено на рис. 4. Поскольку в методе траекторий был выделен предварительный участок, то распределение концентрации при $x=0$ несколько отличается от равномерного.

Результаты распределения, рассчитанные по трём методам, отличаются незначительно. Наибольшее расхождение наблюдается в области у коронирующих электродов. Оно вызвано особенностями учёта турбулентной диффузии в методе траекторий, что связано с резким возрастанием внешних сил у проводов и различным учётом инерционных сил в сравниваемых методах. Эти особенности не влияют на распределение концентрации в основной части промежутка.

Расчёты проскоков частиц по трём методам (рис. 5) показывают, что метод уравнений неразрывности и метод струй дают практически совпадающие результаты. Наибольшее расхождение имеет место с методом траекторий, но и оно невелико. В основном оно связано с погрешностями численных методов.

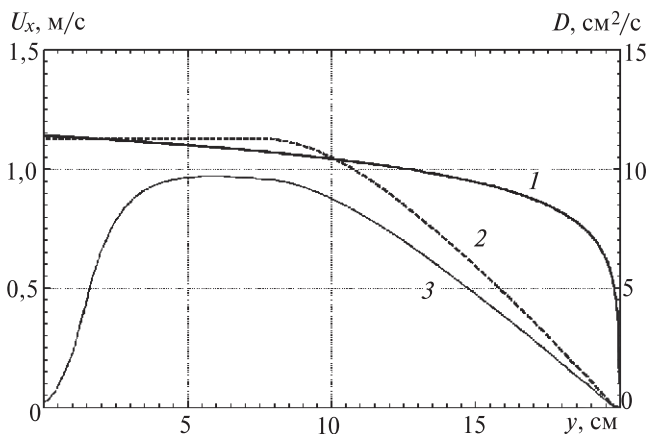


Рис. 3. Распределение параметров потока по сечению: 1 — скорость потока; 2 — КТД газа; 3 — КТД частиц с учётом эффекта пересечения траекторий напротив 1-го провода ($x = d/2$)

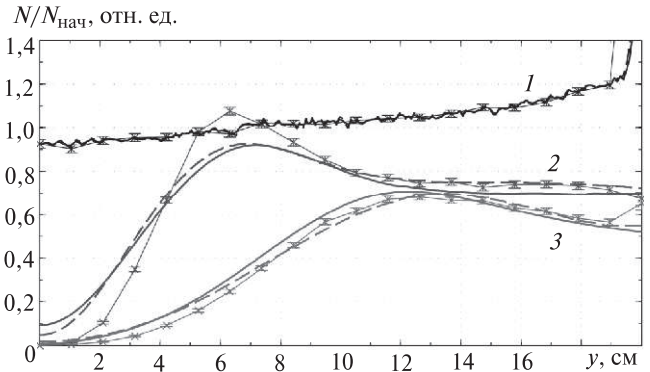


Рис. 4. Распределение концентрации частиц в сечениях: 1 — $x = 0$; 2 — 50 см; 3 — 100 см; \times — метод траекторий (отмечены интервалы для доверительной вероятности 0,9); --- — метод решения двух уравнений неразрывности; — — метод струй

Результаты расчётов средних зарядов частиц в сечениях при разных x разными методами совпадают также (рис. 6). В качестве базисной величины выбран предельный заряд при $E_{cp} = U/H$.

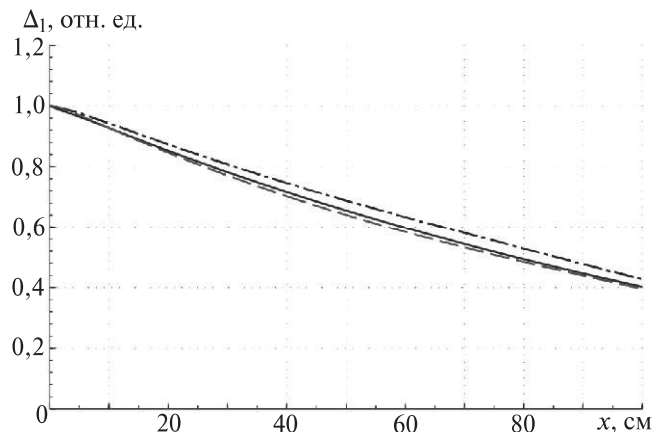


Рис. 5. Зависимость проскока пыли при прямом осаждении Δ_1 от x : --- — метод траекторий; --- — метод решения двух уравнений неразрывности; — — метод струй

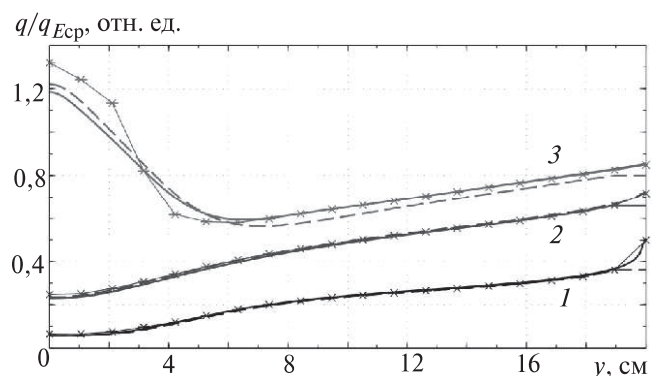


Рис. 6. Распределение среднего заряда частиц в сечениях: 1 — $x = 1,0$ см; 2 — 5,0 см; 3 — 20,0 см; \times — метод траекторий; --- — метод решения двух уравнений неразрывности; — — метод струй

Интересно сравнить функции распределения частиц по зарядам в точках промежутка (рис. 7,а). Разброс в зарядах связан со статистическим характером траекторий частиц в турбулентном потоке. Разброс не учитывается при расчётах по уравнениям неразрывности, так как в этом случае используются интегральные величины. Функции распределения как дифференциальные зависимости более чувствительны к погрешностям. Поэтому совпадение распределений, полученное методом траекторий и методом струй, можно считать удовлетворительным. Они по форме близки к нормальному закону.

Расчёты свидетельствуют, что разброс зарядов имеет место только на начальном участке электрофильтра ($x \leq 10$ см), где происходит зарядка частиц, и значение заряда существенно отличается от предельного (рис. 7,б). В основной части длины элект-

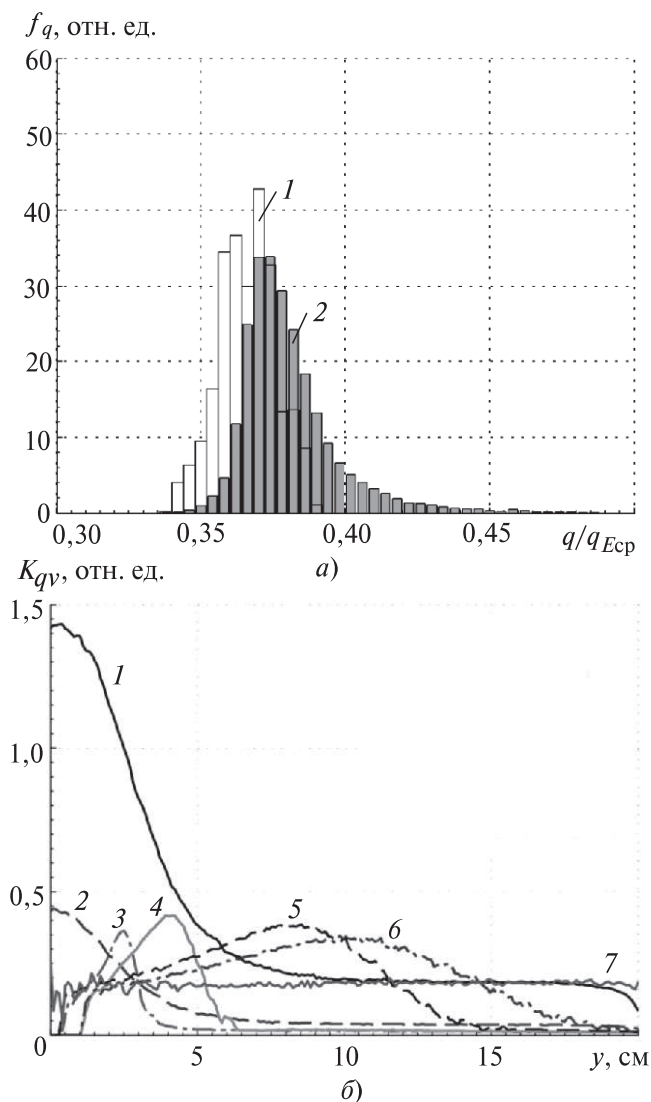


Рис. 7. Сравнение функций распределения частиц по зарядам в точке $x=3$ см, $y=8$ см (а): 1 — метод струй; 2 — метод траекторий; б — коэффициент вариации заряда, рассчитанный по методу траекторий: 1 — $x=1,0$ см; 2 — 4,0 см; 3 — 16,0 см; 4 — 25,0 см; 5 — 50,0 см; 6 — 60,0 см; 7 — 100,0 см

трофильтра коэффициент вариации $K_{qv} = q_{cp} / \sigma_q$ меньше 0,1. Таким образом, расчёт прямого осаждения допустимо проводить по значению среднего заряда, не учитывая разброс.

Итак, сопоставление результатов расчётов по трём методам дает удовлетворительное совпадение. Учёт разброса в зарядах частиц не приводит в целом к различию в результатах расчёта по всей длине электрофильтра за исключением начального участка, в пределах которого происходит зарядка частиц.

Отметим, что совпадение в результатах является существенным доводом в пользу достоверности расчётов по этим методам. Это связано с тем, что отличие рассмотренных методов связано в основном с приближённым характером учёта влияния турбулентности потока. В каждом методе используется свой принцип учёта турбулентности: в методе траекторий задаются мгновенные значения скорости на каждом шаге, в методе уравнений неразрывности — установившееся значение КТД, в методе струй используется наложение элементарных турбулентных струй, каждая из которых отражает поведение группы частиц. То обстоятельство, что, несмотря на разные подходы, получаются близкие результаты, свидетельствует о том, что влияние турбулентности потока учитывается правильно. В связи с этим все рассмотренные методы имеют право на использование.

Большее значение приобретают факторы, связанные с практической реализацией методов. К ним относятся сложность освоения методики (в том числе алгоритма расчётов) и требования к вычислительным ресурсам (компьютерное время).

Факторы, влияющие на применение рассмотренных методов приведены в таблице.

Заключение. Анализ используемых допущений при учёте влияния турбулентных характеристик потока газа на данном этапе позволяет сделать вывод о примерно одинаковой точности сравниваемых методов. Вместе с тем, в методе траекторий влияние турбулентности проявляется наиболее естественным образом как разброс траекторий. Развитие теории турбулентных течений позволит уточнить метод траекторий. В этом плане он имеет преимущество перед другими методами. Однако чрезвычайно большое необходимое время расчёта является сдерживающим фактором. Наиболее экономичным является метод струй. Необходимое время расчёта примерно в $5 \cdot 10^3$ раз меньше по сравнению с методом траекторий.

На основании рассмотренных сравнительных характеристик различных методов расчета процессов в электрофильтрах как наиболее пригодных для применения на практике рекомендуется метод струй.

Рассмотренные методы	Фактор					
	Соответствие физической картине	Учёт разброса зарядов	Учёт турбулентности потока	Сложность освоения метода	Время расчёта, мин	Рекомендации по применению
Метод траекторий	Наиболее полное, в принципе приближённое в реализации	Наиболее точный	Приближённый с использованием дифференциальных параметров	Высокая, так как предполагает освоение теории турбулентности	378,0	Расчёт осаждения при длине электрофильтра менее 1 м в условиях, когда разброс зарядов частиц имеет существенное значение
Решение уравнений неразрывности	Интегральное представление влияния диффузии, приближённое	Не учитывается	Применение установившихся значений КТД; использование интегральных параметров	Средняя, связана в основном с выбором вычислительных методов	1,31	Расчёт осаждения по среднему заряду
Метод струй	Приближённый учет особенностей вблизи проводов и у плоскости	Приближённый	Использование приближённой модели турбулентной струи; близок к методу крупных частиц	Средняя, связанная с особенностями	0,08	Инженерный метод расчета прямого осаждения на всей длине электрофильтра

Примечания. 1. Значение времени расчёта — для электрофильтра длиной 1 м. 2. В методе траекторий расчёт включает предварительный участок 1 м для установления турбулентной диффузии. 3. Шаг сетки во всех методах составлял 1,0 мм, шаг интегрирования траектории — 50 мкс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Schmid H.-J., Vogel L. On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields: I. Comparison of Eulerian and Lagrangian modelling approach. — Powder Technol., 2003. vols. 135—136. pp. 118—135.
- Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. — М.: Физматлит, 2007, 312 с.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.2. — М.: Наука, 1967, 720 с.
- Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. — AIAA Journal, 1994, vol. 32. No. 8, pp. 1598—1605.
- Csanady G.T. Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere. — J. Atmos. Soc., 1963, vol. 20, pp. 201—208.
- Волков К.Н., Емельянов В.Н. Течения газа с частицами. — М.: Физматлит, 2008, 600 с.
- Voth G.A., La Porta A., Crawford A.M., Alexander J., Bodenschatz E. Measurement of particle accelerations in fully developed turbulence. — J. Fluid Mech., 2002, vol. 469, pp. 121—160.
- Pope S.B. Turbulent flows. Cambridge University Press, 2000, 802 p.
- Мирзабекян Г.З., Григорьев И.Н. Уравнение кинетики зарядки и осаждения частиц в электрофильтрах с учетом турбулентного перемешивания аэрозоля. — М.: Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1975, № 2, с. 51—60.
- Верещагин И.П., Смагин К.А., Тимофеев Е.М. Совершенствование метода расчета процессов в электрофильтрах для очистки дымовых газов ТЭС от золы. — Электричество, 2015, № 6, с. 12—19.
- Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М.М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. — М.: Энергия, 1974, 480 с.
- Верещагин И.П., Смагин К.А., Тимофеев Е.М., Ковалев Д.И. Сравнение методов расчета внешней области униполярного коронного разряда. — Новое в российской электроэнергетике, 2013, № 5, с. 18—30.

[14.06.2016]

Авторы: **Верещагин Игорь Петрович** окончил электроэнергетический факультет Московского энергетического института (МЭИ — ныне Национальный исследовательский университет «МЭИ» — НИУ «МЭИ») в 1955 г. В 1975 г. защитил в МЭИ докторскую диссертацию «Методы расчёта электрического поля и поведения частиц в униполярном коронном разряде». Профессор кафедры техники и электрофизики высоких напряжений (ТЭВН) НИУ «МЭИ».

Хренов Сергей Иванович окончил в 1980 г. электроэнергетический факультет МЭИ. В 1997 г. защитил в МЭИ кандидатскую диссертацию «Рациональная организация процесса нанесения порошковых покрытий в электрическом поле». Зав. кафедрой ТЭВН НИУ «МЭИ».

Смагин Кирилл Анатольевич окончил в 2014 г. НИУ «МЭИ». Аспирант, младший научный сотрудник кафедры ТЭВН НИУ «МЭИ».

Чекалов Лев Валентинович окончил в 1976 г. факультет электрификации и автоматизации промышленности и транспорта МЭИ. В 2007 г. защитил в МЭИ докторскую диссертацию «Научные основы соз-

дания электрогазоочистного оборудования нового поколения». Генеральный директор АО «Кондор-Эко».

Тимофеев Евгений Михайлович окончил в 2003 г. МЭИ (Технический университет). Начальник отдела Института дистанционного и дополнительного профессионального образования НИУ «МЭИ». Аспирант кафедры ТЭВН НИУ «МЭИ».

Elektrichestvo (Electricity), 2016, No. 10, pp. 7–16.

Consideration of Gas Flow Turbulence in Calculating Particle Sedimentation Processes in Electric Precipitators

VERESHAGIN Igor' Petrovich (National Research University «Moscow Power Engineering Institute» (NRU «MPEI»), Moscow, Russia) — Professor, Dr. Sci. (Eng.)

KHRENOV Sergei Ivanovich (NRU «MPEI», Moscow, Russia) — Head of the Department, Cand. Sci. (Eng.)

SMAGIN Kirill Anatol'yevich (NRU «MPEI», Moscow, Russia) — Junior Scientific researcher, Ph. D. Student

CHEKALOV Lev Valentinovich (JSC «Kondor-Eko», Moscow, Russia) — Director General, Dr. Sci. (Eng.)

TIMOFEYEV Yevgenii Mikhailovich (NRU «MPEI», Moscow, Russia) — Head of the Department, Ph. D. Student

Consideration of the effects caused by gas flow turbulence is the most intricate issue in the procedure for calculating direct precipitation. The turbulence theory fundamentals required for calculating the motion of particles in the electric precipitator channel are outlined. The following three methods can be used for calculating direct sedimentation of particles in an electric precipitator: the method of trajectories, the method based on continuity equations for a material flow of particles and continuity equations for the charge current, and the method of jets. A comparison of these methods is carried out. Despite the fact that different approaches are used to consider the effect the flow turbulence has on the particle sedimentation process in the electric precipitator, the calculation results differ from one another only slightly, which confirms the validity of the applied methods. Therefore, it is advisable to use the least time demanding computation method. The method of jets and the trajectory method allow the user to take into account the scatter in the charge of particles due to a turbulent nature of gas flow in the electric precipitator. The method of two continuity equations does not take into account the scatter of charges. It is shown that scatter in particle charges exists only in the electric precipitator's initial zone, particles in which are charged to a level close to the charge limit. The trajectory method features a very large computation time, due to which it has a limited use. The method of jets is recommended for carrying out engineering calculations of direct sedimentation of particles in an electric precipitator.

Key words: electrostatic precipitator, turbulent diffusion, particle charging process, scatter of particle charges, particle collection efficiency, calculation methods

REFERENCES

1. Schmid H.-J., Vogel L. On the modelling of the particle dynamics in electro-hydrodynamic flow-fields: I. Comparison of Eulerian and Lagrangian modelling approach. — Powder Technol., 2003, vols. 135–136, pp. 118–135
2. Zaichik L.I., Alipchenkov V.M. *Statisticheskiye modeli dvizheniya chastits v turbulentnoi zhidkosti* (Statistical models of the motion of particles in turbulent fluid). Moscow, Publ. Fizmatgiz, 2007, 312 p.
3. Monin A.S., Yaglom A.M. *Statisticheskaya gidromekhanika, t. 2* (Statistical fluid mechanics. Vol. 2) Moscow, Publ. «Nauka», 1967, 720 p.
4. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. — AIAA Journal, 1994, vol. 32, No. 8, pp. 1598–1605.
5. Csanady G.T. Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere. — J. Atmos. Soc., 1963, vol. 20, pp. 201–208.

6. Volkov K.N., Yemel'yanov V.N. *Techeniya gaza s chastitsami* (The gas flow with the particles). Moscow, Publ. Fizmatlit, 2008, 600 p.

7. Voth G.A., La Porta A., Crawford A.M., Alexander J., Bodenschatz E. Measurement of particle accelerations in fully developed turbulence. — J. Fluid Mech., 2002, vol. 469, pp. 121–160.

8. Pope S.B. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000, 802 p.

9. Mirzabekyan G.Z., Grigor'yev I.N. *Izvestiya AN SSSR. Energetika i transport — in Russ. (News of USSR. Academy of Sciences. Power Engineering and Transport)*, 1975, No. 2, pp. 51–60.

10. Vereshchagin I.P., Smagin K.A., Timofeyev Ye.M. *Elektrichestvo — in Russ. (Electricity)*, 2015, No. 6, pp. 12–19.

11. Vereshchagin I.P., Levitov V.I., Mirzabekyan G.Z., Pashin M.M. *Osnovy elektrogazodinamiki dispersnykh sistem* (Basics of gas electrodynamics of disperse systems). Moscow, Publ. «Energiya», 1974, 480 p.

12. Vereshagin I.P., Smagin K.A., Timofeyev Ye.M., Kovalev D.I. *Novoye v rossiiskoi elektroenergetike — in Russ. (New in the Russian electric power industry)*, 2013, No. 5, pp. 18–30.