

Ю. В. З у е в, И. А. Л е п е ш и н с к и й,
В. А. Р е ш е т н и к о в, Е. А. И с т о м и н

ВЫБОР КРИТЕРИЕВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ЗНАЧЕНИЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФАЗ В ДВУХФАЗНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ

Рассмотрены известные классификации двухфазных турбулентных течений, которые могут использоваться при разработке математических моделей этих течений. Определены значения относительного диаметра частиц и числа Стокса, при которых размер частиц перестает влиять на характеристики турбулентности фаз двухфазной струи. В этом случае частицы можно рассматривать как пассивную примесь и для расчета двухфазной струи использовать математическую модель однофазной струи переменной плотности.

**E-mail: yuri_zuev@bk.ru; igorlepush@yandex.ru;
eistomin@inbox.ru**

Ключевые слова: двухфазная струя, газ, частицы, турбулентность, критерии подобия.

Двухфазные турбулентные струйные течения широко распространены во многих областях техники. В качестве примера можно привести организацию процесса смесеобразования в тепловых двигателях, струи поливальных установок и установок пожаротушения, процессы в камерах смешения двигателей с двухфазным рабочим телом и проточных химических реакторах, газовые струи с твердыми частицами в технологических установках нанесения покрытий, абразивной обработки поверхностей и т.д. Для оптимальной организации процессов в двигателях, установках и устройствах, в которых используются двухфазные струи, необходимо уметь моделировать эти процессы.

Математические модели течений должны быть адекватны реальным течениям. Учет второстепенных признаков течений приводит к необоснованному усложнению математических моделей, а пренебрежение существенными признаками течений может быть причиной получения неверного результата. Избежать грубых ошибок при выборе вида математической модели конкретного течения можно, пользуясь классификациями течений. При моделировании двухфазных дисперсных турбулентных течений можно использовать классификации, приведенные в работах [1–3].

В работе [1] двухфазные течения разделены на три группы в зависимости от объемной концентрации частиц. При объемной концентрации частиц, меньшей 10^{-6} , можно не учитывать влияние частиц на параметры газовой фазы и рассчитывать движение газа и частиц независимо друг от друга. В области концентрации частиц $10^{-6} \dots 10^{-3}$

необходимо решать совместно уравнения, описывающие движение газа и частиц, а при объемной концентрации частиц, большей 10^{-3} , следует учитывать и взаимодействие частиц при их соударениях.

В работе [2] даны рекомендации по выбору методов расчета двухфазных течений в зависимости от отношения Ω_u времени динамической релаксации частиц к лагранжеву временному масштабу турбулентности. В соответствии с данными работы [2] метод Эйлера целесообразно применять при $\Omega_u < 1$. При этом могут использоваться следующие модели: односкоростные — диффузионная ($\Omega_u < 10^{-2}$) и диффузионно-инерционная ($\Omega_u < 5 \cdot 10^{-1}$), двухскоростные — локальная ($10^{-2} < \Omega_u < 1$) и нелокальная ($10^{-2} < \Omega_u < 10$). Диффузионно-инерционная модель в отличие от диффузионной модели позволяет учесть турбофорез и отклонение траекторий частиц от линий тока газа. По мнению авторов работы [2], лагранжев траекторный метод целесообразно применять при $\Omega_u > 1$, причем при $\Omega_u > 1$ следует использовать стохастические методы, а при $\Omega_u > 50$ — детерминированные модели, когда параметры частиц рассчитываются без учета пульсаций газовой фазы. Трудности лагранжева моделирования в значительной степени увеличиваются в высококонцентрированных потоках из-за столкновения частиц и изменения их числа в результате коагуляции, дробления и фазовых переходов.

В монографии [3] для определения вида гетерогенного потока предложено наряду с объемной концентрацией частиц использовать числа Стокса (в усредненном, крупномасштабном и мелкомасштабном пульсационных движениях). В зависимости от порядка величины чисел Стокса выделяется пять типов течений.

Цель работы. Описанные классификации двухфазных течений позволяют выбрать вид математической модели, которая соответствует исследуемому течению. Однако следует отметить, что в рассмотренных классификациях двухфазных течений приводятся только порядки критериев подобия, соответствующие выделяемым в этих классификациях типам течений. С точки зрения практики желательно знать значения этих критериев. Это относится, в частности, к двухфазным струйным течениям. Математическая модель двухфазной струи существенно упрощается, когда частицы можно рассматривать как пассивную примесь. При этом на усредненные параметры струи и ее характеристики турбулентности перестает влиять размер частиц и оказывает влияние только их концентрация. Для расчета двухфазных струй с пассивной примесью можно использовать достаточно простую модель газовой струи переменной плотности. Далее рассматриваются два критерия подобия и определяются их значения, при которых двухфазные струи можно рассматривать как струи с пассивной примесью.

Модель турбулентности двухфазных течений. Результаты расчетов, приведенные далее, получены с использованием модели тур-

булентности, являющейся развитием модели Г.Н. Абрамовича [4], в которой учтены различия в усредненных скоростях и температурах газа и частиц. Преимуществом этой модели турбулентности перед $(k-\varepsilon)$ -моделями является то, что она позволяет получить необходимые зависимости по местным усредненным значениям параметров фаз, не проводя расчет всей струи.

Рассмотрим двухфазную среду, состоящую из газа, в которой находятся частицы разных размеров. Частицы группируются так, что в каждой группе находятся частицы размером от $D_f - \Delta D_f/2$ до $D_f + \Delta D_f/2$ с характерным диаметром D_f . Эти группы называются классами частиц. Параметры частиц данного класса обозначаются индексом f ($f = 1, \dots, F$; F — число классов). При введении классов частиц предполагается, что все свойства частиц определяются их размерами. Рассматриваемая среда может состоять из K компонентов, находящихся как в газообразном, так и в жидком состояниях; параметры компонентов обозначаются индексом k ($k = 1, \dots, K$). Проекции векторов скоростей газовой фазы \vec{W} и частиц \vec{W}_f на оси x и y обозначаются как u, v и u_f, v_f . Пульсационные скорости обозначаются штрихом сверху: u', v' и u'_f, v'_f .

В основу вычисления пульсационных скоростей газа u', v' и частиц u'_f, v'_f положена гипотеза Г.Н. Абрамовича о взаимодействии газового моля с находящимися в нем частицами, распространенная на случай двухфазных неизотермических турбулентных течений, неравновесных в усредненном течении по скоростям и температурам.

В случае неизотермического двухфазного многокомпонентного течения движение моля вдоль осей координат описывается системой уравнений, приведенных далее, при следующих предположениях:

- 1) моль имеет форму куба с ребром L ;
- 2) пульсационные движения моля вдоль каждой оси координат являются независимыми, что позволяет считать пульсационные скорости фаз в направлениях, перпендикулярных движению моля, равными нулю;
- 3) в начальный момент движения моля распределение всех параметров фаз по объему моля равномерное и значения этих параметров равны значениям усредненных параметров в точке образования моля;
- 4) значения среднестатистических пульсационных параметров фаз внутри моля (за исключением пульсационной скорости газа) в момент образования моля и за его пределами при движении моля равны нулю;
- 5) в связи с малым временем жизни моля коагуляция и дробление капель не учитываются;
- 6) объемными силами являются только силы тяжести, причем вектор ускорения свободного падения \vec{g} совпадает с осью x (осью струи).

Поскольку движение моля в продольном и поперечном направлениях описывается сходными системами уравнений, то эти системы могут быть объединены в одну систему уравнений. Имеющиеся при этом различия в описании движения моля вдоль осей координат x и y учитываются соответствующим заданием граничных условий.

Эта система состоит из следующих уравнений.

Уравнение изменения массы газа в моле:

$$L^3 \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \sum_{k=1}^K \left\langle \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k \right\rangle_V dt = L^{*3} \sum_{k=1}^K \rho_k^* \alpha_k^*. \quad (1)$$

В этом и последующих уравнениях обозначено: L — размер моля, ρ и α — физическая плотность и объемная концентрация. Здесь и далее звездочками обозначены текущие значения размера моля и параметров фаз.

Первый член в левой части уравнения (1) описывает массу газовой фазы в моле в момент его образования, второй член — изменение массы газовой фазы в моле вследствие фазовых переходов. Член в правой части этого уравнения описывает массу газовой фазы в моле в текущий момент времени. Изменение массы k -го компонента газовой фазы в единице объема среды в единицу времени вследствие фазовых переходов $(dM_f/dt)_k$ рассчитывается в зависимости от их режимов (свободномолекулярный или континуальный) по формулам, приведенным в работах [5, 6], с использованием усредненных по объему моля параметров капель. На это указывает индекс V при угловых скобках. Интегрирование второго члена в левой части уравнения (1) проводится по времени от 0 до текущего момента времени t . Все время жизни моля в двухфазном потоке τ принимается пропорциональным времени жизни моля в однофазном потоке $\tau_0 = l_0/v'_0$: $\tau = C_t l_0/v'_0$. Здесь l_0 и v'_0 — путь перемешивания и пульсационная скорость газовой фазы, определенные без учета влияния капель; C_t — коэффициент пропорциональности.

Уравнение изменения количества движения моля при его взаимодействии с частицами в проекции на оси x и y :

$$L^{*3} u^* \sum_{k=1}^K \rho_k^* \alpha_k^* = L^3 u_H^* \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \langle F_{cfx}^* \rangle_V dt - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \sum_{k=1}^K \left\langle \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k u_p^* \right\rangle_V dt; \quad (2)$$

$$L^{*3}v^* \sum_{k=1}^K \rho_k^* \alpha_k^* = L^3 v_H^* \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \langle F_{cfy}^* \rangle_V dt - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \sum_{k=1}^K \left\langle \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k v_p^* \right\rangle_V dt. \quad (3)$$

В уравнениях (2) и (3) введены u_p и v_p — проекции на оси x и y вектора скорости массы фазового перехода (при конденсации $u_p = u$, $v_p = v$; при испарении $u_p = u_f$, $v_p = v_f$ [7]), F_{cfx} и F_{cfy} — проекции на оси x и y вектора удельной (на единицу объема среды) силы сопротивления частиц класса f , находящихся в моле, описываемые уравнением

$$\langle \vec{F}_{cf}^* \rangle_V = \frac{3}{4} \frac{\langle \alpha_f^* \rangle_V \langle C_{Df}^* \rangle_V}{\langle D_f^* \rangle_V} \rho^* \left(\vec{W}^* - \langle \vec{W}_f^* \rangle_V \right) \left| \vec{W}^* - \langle \vec{W}_f^* \rangle_V \right|,$$

где ρ — плотность газовой фазы; C_{Df} — коэффициент сопротивления капель класса f ;

$$\left| \vec{W}^* - \langle \vec{W}_f^* \rangle_V \right| = \sqrt{\left(u^* - \langle u_f^* \rangle_V \right)^2 - \left(v^* - \langle v_f^* \rangle_V \right)^2}$$

— модуль разности скоростей фаз. Угловые скобки с индексом V указывают на то, что данный параметр усредняется по объему моля. Индексом “н” обозначены проекции мгновенной скорости моля в момент его образования.

Левые части уравнений (2) и (3) описывают количество движения газа в моле в текущий момент времени, первые члены в правых частях этих уравнений — количество движения газа в моле в момент его образования, вторые члены — изменение количества движения газа в моле за счет его взаимодействия с проходящими частицами и третьи члены — изменение количества движения газа в моле за счет фазовых переходов.

Уравнение движения капель в моле в проекции на оси x и y :

$$m_f^* \frac{du_f^*}{dt} = C_{Df}^* \rho^* \frac{(u^* - u_f^*) \sqrt{(u^* - u_f^*)^2 + (v^* - v_f^*)^2}}{2} F_f^* \pm m_f^* g; \quad (4)$$

$$m_f^* \frac{dv_f^*}{dt} = C_{Df}^* \rho^* \frac{(v^* - v_f^*) \sqrt{(u^* - u_f^*)^2 + (v^* - v_f^*)^2}}{2} F_f^*. \quad (5)$$

В этих уравнениях m_f и F_f — масса и площадь миделева сечения капель класса f ; g — ускорение свободного падения. Второй член в

правой части уравнения (4) учитывает силу тяжести, действующую на частицу.

Уравнения изменения полной энергии моля:

$$\begin{aligned}
 L^{*3} \sum_{k=1}^K \rho_k^* \alpha_k^* \left(i_k^* + \frac{u^{*2} + v^{*2}}{2} \right) = \\
 = L^3 \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \left(i_k + \frac{u_H^{*2} + v_H^{*2}}{2} \right) - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \langle Q_f^* \rangle_V dt - \\
 - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \langle \vec{F}_{cf}^* \rangle_V \cdot \langle \vec{W}_f^* \rangle_V dt - \\
 - \int_0^t L^{*3} \sum_{f=1}^F \sum_{k=1}^K \left\langle \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k \left(i_p^{k*} + \frac{u_p^{*2} + v_p^{*2}}{2} \right) \right\rangle_V dt \quad (6)
 \end{aligned}$$

Здесь i — удельная энтальпия, i_p^k — удельная энтальпия k -го компонента, претерпевающего фазовый переход (при конденсации пара энтальпия i_p^k равна удельной энтальпии k -го компонента в газообразном состоянии на линии насыщения, соответствующей его парциальному давлению в газовой смеси $i_k [T_{ks} (P_k)]$, а при испарении жидкости — удельной энтальпии k -го компонента в газообразном состоянии на линии насыщения при температуре частицы $i_k (T_f)$), Q_f — удельный тепловой поток (отнесенный к единице объема среды) при межфазовом взаимодействии частиц класса f с газом в моле:

$$\langle Q_f^* \rangle_V = 6 \langle \alpha_f^{T^*} \rangle_V \langle \alpha_f^* \rangle_V \left(T^* - \langle T_f^* \rangle_V \right) / \langle D_f^* \rangle_V.$$

В этом выражении: T — температура, α_f^T — коэффициент теплоотдачи.

Левые части уравнения (6) описывает полную энергию газа в моле в текущий момент времени, первый член в правой части этого уравнения — полную энергию газа в моле в момент его образования, второй член — изменение полной энергии газа в моле за счет теплообмена с проходящими через него частицами, третий — энергию моля, затраченную на изменение кинетической энергии частиц, и четвертый — изменение полной энергии газа в моле вследствие фазовых переходов.

Уравнение теплообмена частицы с газом в моле:

$$m_f^* c_f \frac{dT_f^*}{dt} = \alpha_f^{T^*} F_f^* (T^* - T_f^*), \quad (7)$$

где c_f — удельная теплоемкость вещества частицы.

Уравнение состояния компонентов газа:

$$p^* = \rho_k^* R_k T^*. \quad (8)$$

Здесь R_k — удельная газовая постоянная k -го компонента газовой смеси.

Уравнение, связывающее объемные концентрации фаз в моле:

$$\sum_{k=1}^K \alpha_k^* + \sum_{f=1}^F \langle \alpha_f^* \rangle_V = 1. \quad (9)$$

Начальные условия решения системы уравнений (1)–(9) при расчете продольных пульсационных скоростей фаз задаются в виде

$$u_{\text{н}}^* = u \pm u'_0, \quad v_{\text{н}}^* = v_{\text{н}}, \quad L = l_0, \quad \rho_k^* = \rho_k, \quad \alpha_k^* = \alpha_k, \quad \langle \alpha_f^* \rangle_V = \alpha_f, \\ u_f^* = u_f, \quad v_f^* = v_f, \quad T^* = T, \quad T_f^* = T_f \quad (t = 0),$$

а при расчете поперечных пульсационных скоростей фаз — в виде

$$u_{\text{н}}^* = u, \quad v_{\text{н}}^* = v \pm v'_0, \quad L = l_0, \quad \rho_k^* = \rho_k, \quad \alpha_k^* = \alpha_k, \quad \langle \alpha_f^* \rangle_V = \alpha_f, \\ u_f^* = u_f, \quad v_f^* = v_f, \quad T^* = T, \quad T_f^* = T_f \quad (t = 0).$$

При определении продольных и поперечных пульсационных скоростей фаз система уравнений (1)–(9) решается дважды — для движения моля в положительных и отрицательных направлениях осей x и y , в результате чего вычисляются пульсационные скорости фаз u'_+ , u'_- , u'_{f+} , u'_{f-} и v'_+ , v'_- , v'_{f+} , v'_{f-} :

$$u'_{\pm} = u_{\pm}^* - u, \quad u'_{f\pm} = u_{f\pm}^* - u_f, \quad v'_{\pm} = v_{\pm}^* - v, \quad v'_{f\pm} = v_{f\pm}^* - v_f.$$

Знаки “+” и “–” соответствуют скоростям фаз, рассчитанным для случаев движения моля в положительном и отрицательном направлениях относительно направлений осей x (при определении продольных пульсаций) и y (при определении поперечных пульсаций).

Средние значения пульсаций скоростей фаз в конце жизни моля определяются по формулам [8]

$$u' = (|u'_+| + |u'_-|)/2, \quad u'_f = (|u'_{f+}| + |u'_{f-}|)/2, \\ v' = (|v'_+| + |v'_-|)/2, \quad v'_f = (|v'_{f+}| + |v'_{f-}|)/2.$$

Фазовые переходы, протекающие в струе, приводят к изменению массы, диаметра капель и объемных концентраций фаз. Вдоль траекторий движения капель изменение этих параметров фаз во времени может быть описано уравнениями

$$m_f^* = m_f + \frac{\pi}{6} \int_0^t \frac{D_f^*}{\alpha_f^*} \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k dt; \quad (10)$$

$$D_f^{*3} = D_f^3 + \int_0^t \frac{D_f^{*3}}{\alpha_f^*} \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k \frac{1}{\rho_f^k} dt; \quad (11)$$

$$\alpha_f^* = \alpha_f + \int_0^t \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k \frac{1}{\rho_f^k} dt. \quad (12)$$

Уравнение (12) записано в предположении, что изменением объемной концентрации капель в моле за счет различия в скоростях капель, движущихся вдоль одной траектории, можно пренебречь.

В произвольный момент времени t объемную концентрацию k -го компонента газовой фазы в моле можно рассчитать, используя уравнение, описывающее изменение этой концентрации по времени:

$$\alpha_k^* = \alpha_k - \sum_{f=1}^F \int_0^t \left\langle \left(\frac{dM_f^*}{dt} \right)_k \right\rangle \frac{1}{V \rho_k^*} dt. \quad (13)$$

В уравнения (2), (3) и (6) входят усредненные по объему моля параметры капель. Их можно рассчитать, зная параметры капель на поверхности моля.

На рис. 1 приведено сечение моля в плоскости xy . Линиями внутри моля изображены траектории капель для случая $u_f > u^*$ и $v_f < v^*$. В некоторый момент времени t частица, находящаяся при формировании моля в точке 1, окажется в точке 2. Ее параметры и объемную концентрацию капель в этой точке можно рассчитать по уравнениям (4), (5), (7), (10)–(12). В области, ограниченной точками 2, 3, 4 и 5, в этот момент времени будут находиться частицы, присутствующие в моле с момента его образования и поэтому имеющие одинаковые параметры.

В работе [9] выполнено сравнение приведенной математической модели с моделями Л.Б. Гавина с соавторами [10], С. Эльхобаши с соавторами [11], Л.И. Зайчика с соавторами [12] и А. Мостафы с соавторами [13]. Кроме того все эти модели сравнивались с экспериментами [13, 14], в которых измерялись усредненные и пульсационные параметры двухфазных струй. В результате показано, что при описании усредненных параметров струйного течения все модели дают близкие результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментами. Расчеты турбулентных характеристик фаз, выполненные по перечисленным моделям, различаются между собой. О степени этого отличия можно судить по рис. 2, на котором приведена зависимость безразмерного момента корреляции газовой фазы $\langle u'v' \rangle / u_m^2$ (u_m — продольная проекция скорости газа на оси струи) в сечении воздушной струи со стеклянными сферическими частицами диаметром 100 мкм на расстоянии 12,4 радиуса

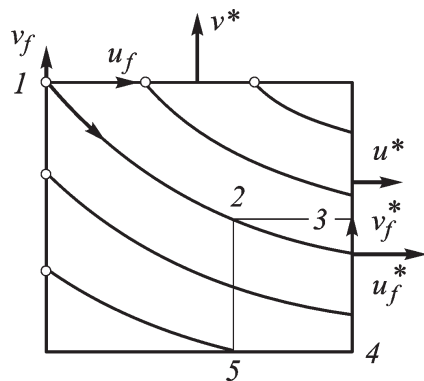


Рис. 1. Сечение моля в плоскости xy

$$10 < u'v' > u_m^2$$

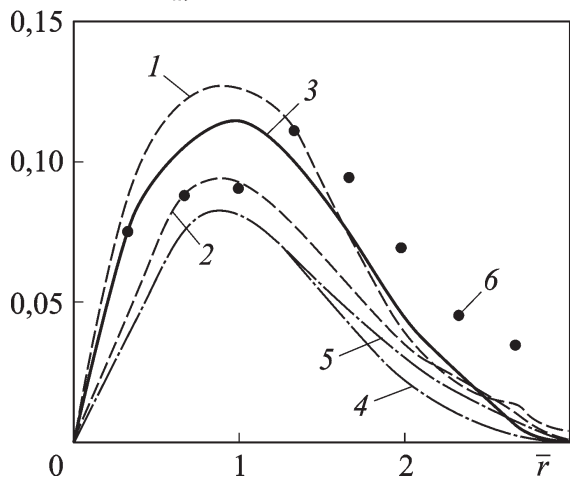


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов по различным математическим моделям многофазной струи с экспериментом А. Мостафы и других при средней массовой концентрации частиц $\chi = 0,2$ (поперечные поля параметров фаз струи в сечении $\bar{x} = 12,4$):

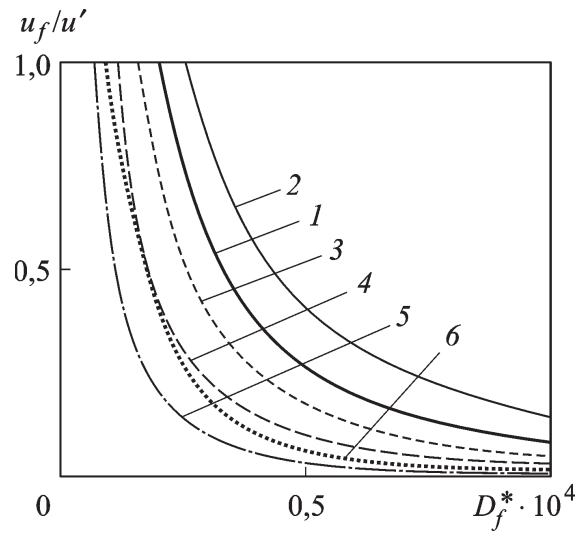
1 — Мостафа А. и др.; 2 — Зайчик Л.И. и др.; 3 — авторы; 4 — Эльхобаш С. и др.; 5 — Гавин Л.Б. и др.; 6 — эксперимент А. Мостафы с соавторами [13]

сопла от его среза. Граничные условия для расчета соответствуют условиям эксперимента [13] при массовой расходной концентрации частиц χ (отношении расхода частиц к расходу газа), равной 0,2. Результаты эксперимента нанесены в виде точек. На рис. 2 видно, что кривая, полученная с использованием математической модели, описанной в настоящей статье, располагается между кривыми, полученными с использованием других моделей, и с учетом сложности рассматриваемого течения удовлетворительно согласуется с данными эксперимента. Это является гарантией достоверности результатов расчетов, приведенных в настоящей статье.

Изотермическая двухфазная струя. В случае двухфазной изотермической струи ($\rho = \text{const}$, $\mu = \text{const}$) в качестве критерия подобия, который следует использовать для определения степени влияния размера частиц на параметры струи, можно использовать относительный размер частиц — отношение диаметра частиц D_f к характерному размеру струи (аналог Ω_u [2]). Действительно, соотношение между пульсационными скоростями газа и частиц определяется соотношением между временем динамической релаксации частиц и интегральным временным масштабом турбулентности газовой фазы: при уменьшении размера частиц и, следовательно, их времени релаксации пульсационная скорость частиц u'_f будет приближаться к пульсационной скорости газа u' и, начиная со значения диаметра частиц $D_{f\text{кр}}$, пульсационные скорости фаз перестанут зависеть от размера частиц. Это будет наблюдаться для частиц, время релаксации которых меньше интегрального временного масштаба турбулентности газовой фазы. Время релаксации частиц определяется, в частности, их диаметром, а интегральный временной масштаб турбулентности газа однозначно связан с интегральным пространственным масштабом турбулентности, зависящим от масштаба течения. Таким образом, характер взаимодействия частиц с газом в турбулентных двухфазных изотермических струях будет определяться относительным диаметром частиц, в качестве ко-

Рис. 3. Зависимость отношения пульсационных скоростей фаз от относительного диаметра частиц для различных значений плотности материала частиц и температуры газовой фазы:

1, 2 — $\rho_f = 10^3$ кг/м³; 3, 4 — $\rho_f = 2,7 \times 10^3$ кг/м³; 5, 6 — $\rho_f = 7,8 \cdot 10^3$ кг/м³;
1, 3, 5 — $T = 288$ К; 2, 4, 6 — $T = 576$ К



торого можно принять отношение диаметра частиц D_f к радиусу границы $r_{гр}$ рассматриваемого сечения струи $D_f^* = D_f/r_{гр}$.

Для определения $D_{fкр}^*$ проведены расчеты, позволившие выявить зависимость u'_f/u' от размера и плотности материала частиц. Эти расчеты проводились с использованием модели турбулентности, описанной ранее. В данном случае преимуществом этой модели турбулентности перед k - ε -моделями является то, что она позволяет получить необходимые зависимости по местным усредненным значениям параметров фаз, не проводя расчет всей струи. Результаты расчетов приведены на рис. 3. На этом рисунке представлены зависимости u'_f/u' от относительного диаметра частиц D_f^* для трех значений плотности частиц ρ_f : 1000, 2700 и 7800 кг/м³ и двух значений температуры газа: 288 К и 576 К при объемной концентрации частиц $\alpha_f = 10^{-4}$. Кривые 1 и 2 соответствуют $\rho_f = 1000$ кг/м³, 3 и 4 — $\rho_f = 2700$ кг/м³, 5 и 6 — $\rho_f = 7800$ кг/м³. Результаты расчетов, выполненные для температуры газа 288 К, изображены кривыми 1, 3 и 5, а для температуры газа 576 К — кривыми 2, 4 и 6. Из рис. 3 следует, что при уменьшении относительного диаметра частиц во всех вариантах расчетов отношение u'_f/u' возрастает и при достижении некоторых значений D_f^* становится равным единице. Эти значения относительного диаметра частиц можно принять за $D_{fкр}^*$. При $D_f^* = D_{fкр}^*$ размер частиц перестает влиять на характеристики турбулентности двухфазной струи. Расчеты, выполненные для объемной концентрации частиц $\alpha_f = 1,2 \cdot 10^{-3}$, свидетельствуют о том, что $D_{fкр}^*$ не зависит от концентрации частиц.

Согласно рис. 3, $D_{fкр}^*$ является функцией плотности частиц и температуры газа. Зависимость $D_{fкр}^*$ от плотности материала частиц для температур газа 288 К и 576 К изображена на рис. 4. Результаты расчетов (см. рис. 4) подтверждают сделанное ранее замечание о том, что относительный диаметр частиц можно использовать как критерий подобия только для изотермических течений.

Неизотермическая двухфазная струя. В общем случае на взаимодействие частиц с газом наряду с диаметром и плотностью частиц

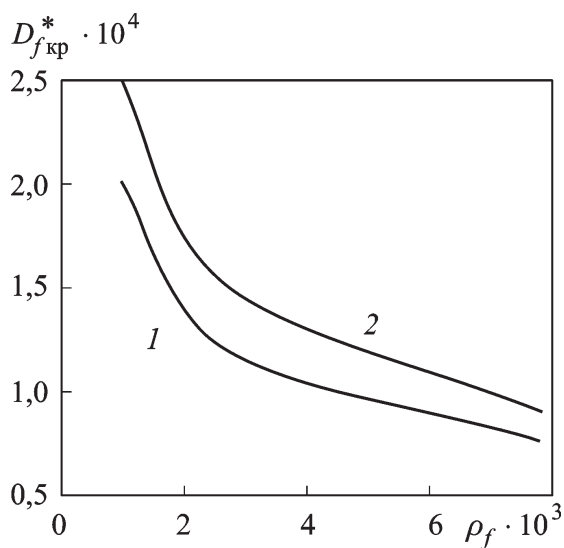


Рис. 4. Зависимость относительного диаметра частиц от плотности частиц и температуры газа:
 1 – $T = 288\text{ K}$, 2 – $T = 576\text{ K}$

диаметр частиц, u – скорость газа, μ – динамический коэффициент вязкости газа, $r_{\text{гр}}$ – радиус границы струи), так как определяется режим течения в струе, при котором частицы полностью увлекаются газом как в пульсационном, так и в усредненном течениях.

Число Стокса $\text{Stk}_{\text{кр}}$, при котором частицы в струе могут рассматриваться как пассивная примесь, можно определить по рис. 3. Число Стокса, рассчитанное по усредненным параметрам фаз и значениям диаметра частиц, соответствующим точкам пересечения кривых 1–6 с прямой $u'_f/u' = 1$, во всех вариантах расчетов равно $0,144 \pm 0,040$ с доверительной вероятностью 0,95. Это значение $\text{Stk}_{\text{кр}}$ не зависит от концентрации частиц.

Заключение. Для определения режима течения в изотермической струе, при котором частицы являются пассивной примесью, можно использовать относительный диаметр частиц $D_f^* = D_f/r_{\text{гр}}$, зависящий от плотности частиц. В неизотермической струе для этой цели следует использовать число Стокса, рассчитанное по местным значениям параметров фаз двухфазной струи. При значении Stk , равном или меньшем 0,144, диаметр частиц перестает влиять на характеристики турбулентности фаз и эти характеристики будут определяться только концентрацией частиц. Значения рассмотренных критериев подобия не зависят от объемной концентрации частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Elghobashi S. Particle-laden turbulent flows: Direct simulation and closure models // Applied Scientific Research. – 1991. – Vol. 48. – P. 301–314.
2. Зайчик Л. И., Першук В. А. Проблемы моделирования газодисперсных турбулентных течений с горением или фазовыми переходами // Изв. РАН. Сер. МЖГ. – 1996. – № 5. – С. 3–19.

вливают плотность и вязкость газа, зависящие от его температуры. Поэтому для оценки влияния капель на турбулентные характеристики газовой фазы в общем случае следует использовать число Стокса. В работе [3] предлагается использовать при оценке вида течения числа Стокса в усредненных, крупномасштабном и мелкомасштабном пульсационных движениях. В рассматриваемом случае можно использовать только число Стокса, рассчитанное по местным усредненным параметрам течения $\text{Stk} = \rho_f D_f^2 u / (36 \mu r_{\text{гр}})$ (ρ_f – плотность материала частиц, D_f –

3. В а р а к с и н А. Ю. Турбулентные течения газа с твердыми частицами. – М.: Физматлит, 2003. – 192 с.
4. А б р а м о в и ч Г. Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи // Докл. АН СССР. – 1970. – Т. 190, № 5. – С. 1052–1055.
5. С т е р н и н Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. – М.: Машиностроение, 1974. – 212 с.
6. О с н о в ы горения углеводородных топлив / Под ред. Л.Н. Хитрина и В.А. Попова. – М.: Изд-во ИЛ, 1960. – 664 с.
7. Д е й ч М. Е., Ф и л и п п о в Г. А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.
8. А б р а м о в и ч Г. Н., Г и р ш о в и ч Т. А. Турбулентные струи, несущие твердые или капельно-жидкие примеси // Парожидкостные потоки. – Минск: ИТМО АН СССР, 1977. – С. 155–175.
9. К о с т ю к В. В., З у е в Ю. В., Л е п е ш и н с к и й И. А. Исследование процессов межфазного взаимодействия в многофазных турбулентных струях. // Математическое моделирование. – 1999. – Т. 11, № 4. – С. 59–69.
10. Ш р а й б е р А. А., Г а в и н Л. Б., Н а у м о в В. А., Я ц е н к о В. П. Турбулентные течения газовзвеси. – Киев: Наук. думк., 1987. – 240 с.
11. E l g h o b a s h i S., A b o u - A r a b T., R i z k M., M o s t a f a A. Prediction of the particle-laden jet with a two-equation turbulence model // Int. J. Multiphase Flow. – 1984. – Vol. 10. No. 6. – P. 697–710.
12. В о л к о в Э. П., З а й ч и к Л. И., П е р ш у к о в В. А. Моделирование горения твердого топлива. – М.: Наука, 1994. – 320 с.
13. M o s t a f a A. A., M o n g i a H. C., M c D o n e l l V. G., S a m u e l s e n G. S. On the evolution of particle-laden jet flows: A theoretical and experimental study // AIAA J. – 1987. – P. 2181–2197.
14. M o d a r r e s s D., T a n H., E l g h o b a s h i S. Two-Component LDA measurement in a two-phase Turbulent Jet // AIAA J. – 1984. – Vol. 22, no. 5. – P. 624–630.

Статья поступила в редакцию 5.04.2011

Юрий Владимирович Зуев родился в 1951 г., в 1974 г. окончил Московский авиационный институт. Д-р техн. наук, профессор Московского авиационного института (Национального исследовательского университета) “МАИ”. Автор более 130 научных работ в области многофазных течений, двигателей летательных аппаратов.

Yu.V. Zuev (b. 1951) graduated from the Moscow Aviation Institute in 1974. D. Sc. (Eng.), professor of the Moscow Aviation Institute (state technical university) “MAI”. Author of more than 130 publications in the field of multiphase flows, engines of flying vehicles.

Игорь Александрович Лепешинский родился в 1937 г., в 1960 г. окончил Московский авиационный институт. д-р техн. наук, профессор Московского авиационного института (Национального исследовательского университета) “МАИ”. Автор более 250 научных работ в области многофазных течений.

I.A. Lepeshinskii (b. 1937) graduated from the Moscow Aviation Institute in 1960. D. Sc. (Eng.), professor of the Moscow Aviation Institute (state technical university) “MAI”. Author of more than 250 publications in the field of multiphase flows.

Вячеслав Анатольевич Решетников родился в 1952 г., в 1975 г. окончил Московский институт электронного машиностроения, в 1979 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, доцент Московского авиационного института (Национального исследовательского университета) “МАИ”. Автор более 50 научных работ в области многофазных течений, оптических методов диагностики течений.

V.A. Reshetnikov (b. 1952) graduated from the Moscow Institute of Electronic Machine Building in 1975 and the Lomonosov Moscow State University in 1979. Ph. D. (Phys.-Math.), assoc. professor of the Moscow Aviation Institute (state technical university) “MAI”. Author of more than 50 publications in the field of multiphase flows, optical methods for flow diagnostics.

Евгений Александрович Истомин родился в 1986 г., в 2009 г. окончил Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) “МАИ”. Автор более 10 научных работ в области многофазных течений.

Ye.A. Istomin (b. 1986) graduated from the Moscow Aviation Institute (state technical university) “MAI” in 2009. Author of more than 10 publications in the field of multiphase flows.