

УДК 532.529

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДВУХФАЗНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ

Ю. В. Зуев

Московский авиационный институт (Государственный технический университет),
125993 Москва
E-mail: zuev@mail.ru

Показано, что в двухфазных струях, в отличие от однофазных струй, отсутствуют автомодельность и подобие поперечных полей моментов корреляции пульсационных параметров фаз. На основе численного моделирования проанализировано влияние исходных значений ряда параметров двухфазной струи (температуры газа, объемной концентрации капель в начальном сечении, радиуса начального сечения струи) на ее характеристики турбулентности.

Ключевые слова: турбулентная струя, газ, капли, характеристики турбулентности, подобие, автомодельность.

Введение. Струйные течения в природе и технических устройствах являются, как правило, турбулентными. Изменение всех параметров этих течений, включая степень их расширения, определяется характеристиками турбулентности струй. Исследование пульсационных характеристик струйных течений представляет не только академический, но и практический интерес, например при расчете акустических характеристик струй. В настоящее время хорошо исследована микроструктура однофазных струйных течений. В частности, в экспериментах выявлены автомодельность и подобие поперечных полей пульсационных скоростей и их моментов корреляции в затопленных струях.

В работах, посвященных экспериментальному исследованию двухфазных струй, например в [1, 2], приводятся характеристики турбулентности фаз, однако полученные данные не систематизированы и могут быть использованы только для тестирования математических моделей. Систематического теоретического исследования характеристик турбулентности двухфазных струй также не проводилось.

В данной работе приводятся результаты расчетов осесимметричных газочапельных струй с фазовыми превращениями, позволяющие выявить влияние исходных значений некоторых основных параметров двухфазных струй (граничных условий) на характеристики турбулентности.

Математическая модель двухфазной турбулентной струи. В расчетах использовалась изложенная в [3] математическая модель, состоящая из системы осредненных уравнений, записанных в приближении пограничного слоя для каждой фазы, и модели турбулентности, включающей выражения для моментов корреляции пульсационных параметров фаз. При описании дискретной фазы вводится понятие классов частиц. Частицы одного класса характеризуются одними и теми же значениями размера, скорости, температуры и других параметров. В уравнениях газовой фазы одинаковые для всех компонентов параметры (скорость, температура) индексов не имеют, а параметры, значения которых различны для разных компонентов (плотность, удельная теплоемкость, объемная

концентрация), обозначаются индексом k ($k = 1, 2, \dots, K$); параметры капель класса f в уравнениях обозначаются индексом f ($f = 1, 2, \dots, F$).

Каждая из фаз двухфазной турбулентной струи описывается уравнениями баланса массы, количества движения и энергии. Для газовой фазы записывается уравнение диффузии компонентов, а для капель — уравнение изменения их диаметра вследствие коагуляции, дробления и фазовых переходов. Эти уравнения можно представить в виде

$$A \frac{\partial U}{\partial x} + B \frac{\partial F}{\partial y} = -\frac{1}{y^\beta} \frac{\partial y^\beta G}{\partial y} + H, \quad (1)$$

где

$$A = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ u \sum_{k=1}^K (\rho_k \alpha_k) \\ \rho_f \alpha_f u_f \\ \rho_f \alpha_f u_f \\ u \sum_{k=1}^K (\rho_k \alpha_k) \\ \rho_f \alpha_f u_f \\ u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \\ 1 \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \sum_{k=1}^K (v \rho_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho'_k v' \rangle + \rho_k \langle \alpha'_k v' \rangle) \\ \rho_f (\alpha_f v_f + \langle \alpha'_f v'_f \rangle) \\ \rho_f (\alpha_f v_f + 2 \langle \alpha'_f v'_f \rangle) \\ \sum_{k=1}^K (v \rho_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho'_k v' \rangle + \rho_k \langle \alpha'_k v' \rangle) \\ \rho_f (\alpha_f v_f + \langle \alpha'_f v'_f \rangle) \\ \sum_{k=1}^K (v \rho_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho'_k v' \rangle + \rho_k \langle \alpha'_k v' \rangle) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad U = \begin{bmatrix} y^\beta u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \\ y^\beta \rho_f \alpha_f u_f \\ u \\ u_f \\ v_f \\ c_p T \\ c_f T_f \\ \alpha_i \\ D_f^3 \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \sum_{k=1}^K (\rho_k \alpha_k) \langle u' v' \rangle \\ \rho_f \alpha_f \langle u'_f v'_f \rangle \\ \rho_f \alpha_f \langle v_f'^2 \rangle \\ \sum_{k=1}^K (c_{pk} \rho_k \alpha_k) \langle T' v' \rangle \\ \rho_f \alpha_f c_f \langle T'_f v'_f \rangle \\ \langle \alpha'_i v' \rangle \sum_{k=1}^K (\rho_k \alpha_k) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} y^\beta \sum_{k=1}^K (v \rho_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho'_k v' \rangle + \rho_k \langle \alpha'_k v' \rangle) \\ y^\beta \rho_f (\alpha_f v_f + \langle \alpha'_f v'_f \rangle) \\ u \\ u_f \\ v_f \\ c_p T \\ c_f T_f \\ \alpha_i \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$H = \left[\begin{array}{c} -y^\beta \sum_{f=1}^F \vartheta_{f,p} \\ y^\beta (\vartheta_{f,p} + \vartheta_{f,c}) \\ -\frac{\partial P}{\partial x} - \sum_{f=1}^F F_{cfx} - \sum_{f=1}^F \vartheta_{f,p}(u_p - u) \\ F_{cfx} + \vartheta_{f,p}(u_p - u_f) + \sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c}(u_j - u_f) \\ -\frac{v_f}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f \langle \alpha'_f v'_f \rangle + F_{cfy} + \vartheta_{f,p}(v_p - v_f) + \sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c}(v_j - v_f) \\ -\langle u'v' \rangle \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \frac{\partial u}{\partial y} + u \frac{\partial P}{\partial x} - \sum_{f=1}^F F_{cfx}(u_f - u) - \sum_{f=1}^F \vartheta_{f,p} E_{pf} - \sum_{f=1}^F Q_{conv} \\ -\rho_f \alpha_f \langle u'_f v'_f \rangle \frac{\partial u_f}{\partial y} + \vartheta_{f,p} E_{pf} + \sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c} E_{fj} + Q_{conv} \\ -\sum_{f=1}^F \vartheta_{f,p} \\ \frac{6}{\pi u_f} \sum_{j=1}^f K_{fj} e_{fj} F_{fj} \alpha_{fj} + \frac{D_f^3 \vartheta_{f,p}}{\alpha_f \rho_f} \end{array} \right].$$

Уравнения (1) дополняются уравнениями состояния фаз

$$P = \rho_k R_k T, \quad \rho_f = \text{const} \quad (2)$$

и уравнением, связывающим объемные концентрации фаз и компонентов:

$$\sum_{k=1}^K \alpha_k + \sum_{f=1}^F \alpha_f = 1. \quad (3)$$

Удельная сила сопротивления капель, удельный тепловой поток, члены, учитывающие в уравнениях (1) фазовые превращения, коагуляцию и дробление капель, рассчитываются по формулам:

$$F_{cf} = 3\alpha_f C_{Df} \rho (\mathbf{W} - \mathbf{W}_f) |\mathbf{W} - \mathbf{W}_f| / (4D_f), \quad C_{Df} = 0,32 + 4,4/\sqrt{\text{Re}} + 24/\text{Re},$$

$$Q_{conv} = 6\alpha_{f,T} \alpha_f (T - T_f) / D_f, \quad \alpha_{f,T} = D_f \text{Nu} / \lambda, \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$\vartheta_{f,p} = 6\alpha_f D_k \text{Sh}(\rho_{kn} - \rho_{ks}) / D_f^2, \quad E_{fj} = i_j - i_f + (u_j - u_f)^2 / 2,$$

$$E_{pk} = i_p - i_k(T) + (u_p - u)^2 / 2, \quad E_{pf} = i_p - i_f(T_f) + (u_p - u_f)^2 / 2,$$

$$\vartheta_{f,c} = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left(\frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^f K_{fj} e_{fj} \alpha_j \rho_j F_{fj} - \rho_f \sum_{j=f}^F \frac{\alpha_j}{D_j^3} K_{fj} e_{fj} F_{fj} \right),$$

$$\sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c} E_{fj} = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left\{ \frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^f K_{fj} e_{fj} \alpha_j \rho_j E_{fj} + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{fj} e_{fj} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{fj}) E_{fj} \right\},$$

$$\sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c}(u_j - u_f) = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left[\frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^f K_{fj} e_{fj} \alpha_j \rho_j (u_j - u_f) + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{fj} e_{fj} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{fj})(u_j - u_f) \right],$$

$$\sum_{j=1}^F \vartheta_{fj,c}(v_j - v_f) = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left[\frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^f K_{fj} e_{fj} \alpha_j \rho_j (v_j - v_f) + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{fj} e_{fj} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{fj})(v_j - v_f) \right].$$

В уравнениях (1)–(3) и приведенных выше выражениях, описывающих межфазовые взаимодействия, \mathbf{F}_{cf} , C_{Df} — соответственно сила и коэффициент сопротивления каплей класса f ; D_f , D_j — диаметры каплей классов f и j ; D_k — коэффициент диффузии парового компонента газовой фазы; c_{pk} — удельная теплоемкость при постоянном давлении k -го компонента газовой фазы; c_f — удельная теплоемкость каплей класса f ; K_{fj} , e_{fj} , F_{fj} — соответственно константа коагуляции, коэффициент захвата и коэффициент исхода соударений каплей классов f и j [4]; i — удельная энтальпия; i_p — удельная энтальпия массы, претерпевающей фазовый переход; P — давление газовой фазы; R — газовая постоянная; Q_{conv} — удельный конвективный тепловой поток; T — температура; u , v — проекции вектора скорости на оси координат x и y ; u_p , v_p — проекции вектора скорости массы, претерпевающей фазовый переход, на оси координат x и y ; α — объемная концентрация; $\alpha_{f,T}$ — коэффициент теплоотдачи; λ — теплопроводность; ρ — физическая плотность; ρ_{kn} — плотность парового компонента газовой фазы, рассчитанная по парциальному давлению этого компонента; ρ_{ks} — плотность парового компонента газовой фазы, рассчитанная по давлению насыщенных паров этого компонента при температуре капли; $\vartheta_{f,p}$ — масса, перешедшая вследствие фазовых переходов за единицу времени в единице объема среды из одного агрегатного состояния в другое (скорость фазовых переходов для капли класса f); $\vartheta_{f,c}$ — изменение массы каплей класса f , происходящее за счет коагуляции и дробления за единицу времени в единице объема среды; $\vartheta_{fj,c}$ — масса каплей класса j в единице объема среды, перешедшая в результате коагуляции и дробления за единицу времени в класс f ; Nu , Pr , Re и Sh — критерии Нуссельта, Прандтля, Рейнольдса и Шервуда. Штрихами обозначены пульсационные параметры фаз, индексами k и i — параметры компонентов k и i газовой фазы, индексами f и j — параметры каплей классов f и j . Угловые скобки означают пространственно-временное осреднение. Для осесимметричных струй $\beta = 1$, для плоских струй $\beta = 0$.

Расчет коагуляции и дробления каплей проводится по модели А. А. Шрайбера, описанной в [4].

Система уравнений (1)–(3) решается при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad & u = u(y), \quad \alpha_k = \alpha_k(y), \quad T = T(y), \quad u_f = u_f(y), \quad v_f = v_f(y), \\ & \alpha_f = \alpha_f(y), \quad T_f = T_f(y), \quad k = 1, \dots, K, \quad f = 1, \dots, F; \\ y = \infty: \quad & u = u_e, \quad \alpha_k = \alpha_{ke}, \quad T = T_e, \quad u_f = u_{fe}, \quad v_f = 0, \\ & \alpha_f = \alpha_{fe}, \quad T_f = T_{fe}, \quad k = 1, \dots, K, \quad f = 1, \dots, F; \\ y = 0: \quad & \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_k}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad k = 1, \dots, K. \end{aligned}$$

Индексом e обозначены параметры фаз на границе струи.

Система осредненных уравнений (1)–(3) замыкается с помощью выражений для моментов корреляции пульсационных параметров фаз, которые получены с использованием модели турбулентности Л. Прандтля, распространенной на случай двухфазных течений [3]:

$$\langle u'v' \rangle = -K_u K_v l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \langle u'_f v'_f \rangle = -K_{uf} K_{vf} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \langle v_f'^2 \rangle = K_{vf}^2 l_0^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2,$$

$$\begin{aligned} \langle T'_f v'_f \rangle &= -\frac{K_{vf} K_v}{Sc_0} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T_f}{\partial y}, & \langle T' v' \rangle &= -\frac{K_v^2}{Sc_0} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y}, \\ \langle \alpha'_k v' \rangle &= -\frac{K_v^2}{Sc_0} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial \alpha_k}{\partial y}, & \langle \alpha'_f v'_f \rangle &= -\frac{K_{vf} K_v}{Sc_0} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial \alpha_f}{\partial y}, & \langle \rho'_k v' \rangle &= \frac{\rho_k}{T} \frac{K_v^2}{Sc_0} l_0^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y}. \end{aligned} \quad (4)$$

В этих выражениях l_0 — путь перемешивания Прандтля в однофазной струе; $K_u = u'/u'_0$; $K_v = v'/v'_0$; $K_{uf} = u'_f/u'_0$; $K_{vf} = v'_f/v'_0$; u' , v' , u'_f , v'_f — средние квадратичные пульсационные скорости фаз в двухфазном потоке; u'_0 , v'_0 — средние квадратичные пульсационные скорости газовой фазы без учета влияния капель; Sc_0 — число Шмидта однофазной струи. Для осесимметричной струи число Шмидта принимается равным 0,8; путь перемешивания Прандтля рассчитывается по формуле [5]

$$l_0^2 = B [\Delta u_{\max} / (\partial u / \partial y)_{\max}]^2,$$

где B — константа (для осесимметричных струй $B = 0,013$); Δu_{\max} , $(\partial u / \partial y)_{\max}$ — максимальные значения разности продольных скоростей и производной продольной скорости газа в рассматриваемом сечении струи.

Для вычисления пульсационных скоростей газа и капель, входящих в выражения для моментов корреляции, используется модель турбулентности, описанная в [6]. Эта модель является модификацией модели турбулентности двухфазных течений Г. Н. Абрамовича [7]. В модели [6] рассматривается взаимодействие газового объема (моля) размера l_0 с каплями, находящимися в струе. Искомые скорости фаз определяются из решения системы уравнений, включающей: уравнение изменения количества движения моля при его взаимодействии с каплями, уравнение движения капель в моле, уравнение изменения полной энергии моля за счет взаимодействия с каплями, уравнение теплообмена капель с моле, уравнения состояния фаз и уравнение, связывающее объемные концентрации фаз.

Аппроксимация дифференциальных уравнений в частных производных разностными уравнениями проводится по неявной шеститочечной конечно-разностной схеме, имеющей второй порядок точности [8]. Нелинейные конвективные члены уравнений расписываются с использованием разностей вдоль и против потока. Система разностных уравнений решается методом прогонки. Точность расчетов контролируется по интегралу избыточной энергии фаз, который должен оставаться постоянным по длине струи. Отличие значения этого интеграла в различных сечениях струи от его значения в начальном сечении струи не превышало 4 %.

В [9] проведено сравнение приведенной выше математической модели с моделями [1, 10–12]. Кроме того, расчеты по всем этим моделям сравнивались с экспериментами [1, 2], в которых измерялись осредненные и пульсационные параметры двухфазных струй. Было показано, что при описании осредненных параметров струйного течения все модели дают близкие результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментами. Расчеты турбулентных характеристик фаз, выполненные по перечисленным выше моделям, различаются между собой. О степени этого различия можно судить по рис. 1, на котором представлены также данные экспериментов [1], в которых измерялся момент корреляции пульсационных скоростей газовой фазы в воздушной струе со стеклянными частицами сферической формы диаметром около 100 мкм при массовой расходной концентрации частиц (отношение расхода частиц к расходу газа), равной единице. Из рисунка видно, что кривая, полученная с использованием модели, описанной в данной статье, располагается между линиями, полученными с использованием других моделей, и с учетом большого разброса экспериментальных точек удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

Следует отметить, что при использовании моделей [1, 10–12] возникают трудности, связанные с заданием граничных условий для кинетической энергии турбулентности,

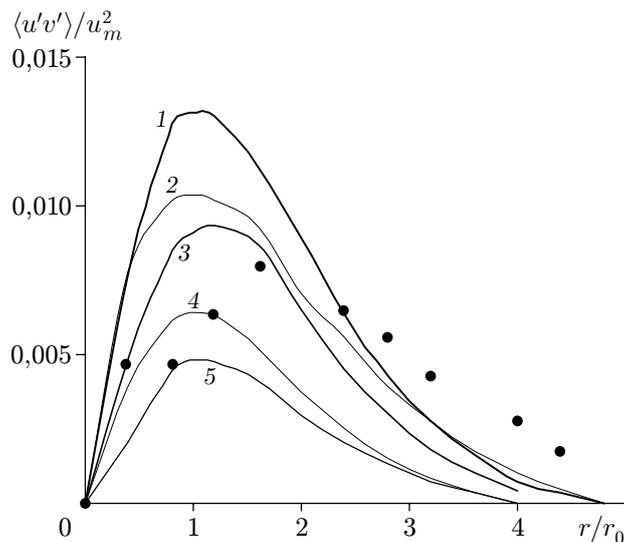


Рис. 1. Поля безразмерного момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ в сечении струи $x/r_0 = 25$: 1 — [1], 2 — [12], 3 — настоящая работа, 4 — [11], 5 — [10], точки — эксперимент [1]

Вариант расчета	T_0 , К	α_{f0} , 10^{-3}	r_0 , мм
1	288	1,21	50
2	580	1,21	50
3	580	3,02	50
4	580	1,21	10

и особенно скорости ее диссипации. Кроме того, в моделях [1, 10–12] вводится до 12 эмпирических констант, часть из которых могут быть неизвестными функциями параметров течения. Используемая в настоящей работе модель турбулентности дает удовлетворительное совпадение расчетов с экспериментальными данными при задании значения только одной эмпирической константы B в выражении для пути перемешивания, которое принимается равным значению этой константы для однофазных струй. Данная модель турбулентности дает возможность проводить расчеты двухфазных струй, задавая граничные условия только для осредненных параметров фаз.

Влияние граничных условий на характеристики турбулентности струй с фазовыми превращениями. Ниже приведены результаты расчетов осесимметричных газочапельных струй с фазовыми превращениями, которые позволяют выявить влияние исходных значений некоторых основных параметров двухфазных струй на характеристики турбулентности. При проведении расчетов изменялись: температура газа, объемная концентрация капель в начальном сечении струи и радиус начального сечения струи (радиус сопла, из которого истекает струя). Значения этих параметров приведены в таблице. Остальные параметры во всех вариантах расчетов струй были следующими: давление газа в окружающей среде $P = 0,1$ МПа; диаметр капель $D_f = 50$ мкм; параметры газа и капель на срезе сопла — скорость газа $u_0 = 50$ м/с, скорость капель $u_{f0} = 50$ м/с, температура капель $T_{f0} = 288$ К; параметры газа и капель во внешней среде — температура газа $T_e = 288$ К, температура капель $T_{fe} = 288$ К, скорость газа $u_e = 0,01$ м/с, скорость капель $u_{fe} = 0,01$ м/с, объемная концентрация капель $\alpha_{fe} = 10^{-8}$, объемная концентрация паров воды $\alpha_{ke} = 0,01193$. Исследовались воздушные струи, содержащие капли воды и истекающие в воздушную среду. Поля всех параметров этих струй на срезе сопла были равномерными.

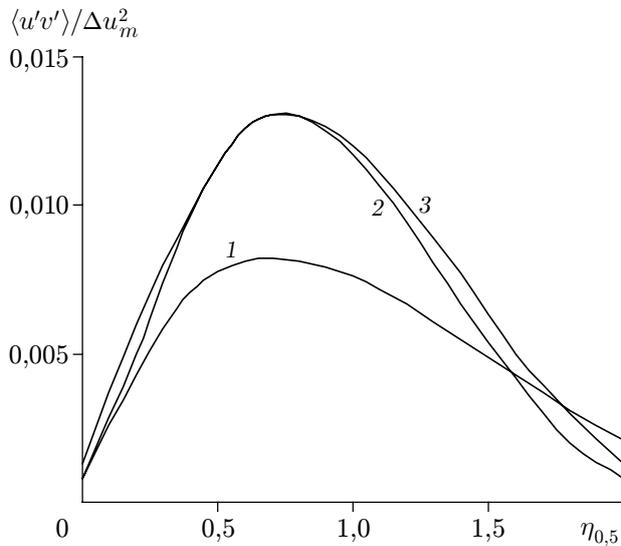


Рис. 2

Рис. 2. Изменение безразмерного момента корреляции в различных сечениях двухфазной струи (вариант расчета 2):

$x^* = x/r_0 = 100$ (кривая 1), 200 (кривая 2), 500 (кривая 3)

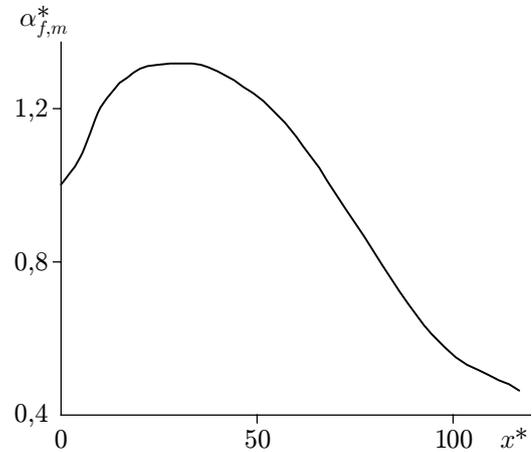


Рис. 3

Рис. 3. Изменение объемной концентрации капель вдоль оси двухфазной струи (вариант расчета 2)

На рис. 2 приведены зависимости безразмерного момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы от безразмерной координаты $\eta_{0,5} = r/r_{0,5u}$ ($\Delta u_m = u_m - u_e$; u_m , u_e — скорости газа на оси струи и во внешнем пространстве; r — текущее значение радиуса; $r_{0,5u}$ — радиус струи, соответствующий $\Delta u/2$), полученные в варианте расчета 2 для пяти сечений двухфазной неизотермической струи с фазовыми переходами (кривые для сечений $x^* = 300$ и 400 , не показанные на рисунке, располагаются между кривыми 2 и 3). Видно, что в данном варианте расчета, начиная с расстояния $x^* = 200$, безразмерные поперечные поля момента корреляции в струе практически совпадают между собой. Следовательно, в рассматриваемой струе существует область, в которой течение автомодельно по параметру $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ (под автомодельностью понимается независимость формы безразмерного поля некоторого параметра течения от продольной координаты). В двухфазной струе с фазовыми превращениями вследствие подсасывания в нее воздуха из окружающего пространства и испарения капель жидкости их концентрация, начиная с сечения $x^* \approx 40$, резко уменьшается (изменение безразмерной объемной концентрации капель вдоль оси струи показано на рис. 3). При этом в сечении $x^* = 200$ струя, двухфазная на меньшем расстоянии от сопла, становится многокомпонентной однофазной. На участке струи, где концентрация капель достаточно велика (в данном случае при $x^* < 200$), наличие этих капель приводит к подавлению турбулентности газовой фазы, что отражается на величине момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ (его значение меньше, чем в однофазной струе). Начиная с некоторого сечения, струйное течение становится однофазным, и в этой области струи наблюдается автомодельность поперечных полей момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$, которые совпадают с аналогичным параметром однофазной струи. Такие же результаты получены и в варианте расчета 3, отличающемся от варианта 2 большей концентрацией капель в начальном сечении струи (в 2,5 раза). В этом варианте поперечные поля момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ становятся автомодельными, начиная с сечения $x^* = 300$.

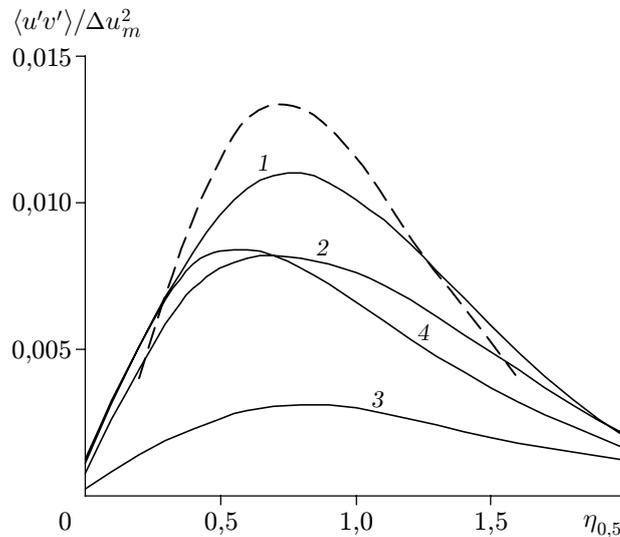


Рис. 4. Изменение безразмерного момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы в сходственных сечениях x_{100}^* двухфазных струй, различающихся граничными условиями:

номера кривых соответствуют номерам вариантов расчетов; штриховая кривая — поле безразмерного момента корреляции в газовой струе

Влияние граничных условий на поперечные поля момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ можно проследить, анализируя данные рис. 4, на котором приведены зависимости $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2 = f(\eta_{0,5})$ для четырех вариантов расчетов двухфазных струй (см. таблицу) в сечении $x^* = 100$ (далее для краткости это сечение обозначается x_{100}^*). Из этого рисунка следует, что поперечные поля рассматриваемого безразмерного момента корреляции в тех областях двухфазных струй, в которых проявляется влияние капель на турбулентные характеристики фаз этих струй, во всех вариантах расчетов различны. То есть в этих областях двухфазных струй отсутствует подобие поперечных полей момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ (под подобием поперечных полей понимается совпадение безразмерных полей одноименных параметров в сходственных сечениях струй).

Согласно (4) на величину момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ в двухфазных струях оказывают влияние поперечный градиент осредненной скорости газа и пульсационные скорости газовой фазы, зависящие от концентрации и диаметра капель.

В соответствии с проведенными расчетами в сечениях струй x_{100}^* во всех вариантах поперечные поля скорости газа подобны, поэтому при сравнении этих вариантов поперечный градиент скорости газа можно не учитывать.

В [13] для определения характера взаимодействия газа и частиц предлагается использовать числа Стокса в осредненном, крупномасштабном и мелкомасштабном пульсационных движениях. Режим течения, при котором частицы являются пассивной примесью, т. е. полностью увлекаются турбулентными вихрями, может быть определен только одним числом Стокса $Stk = \rho_f D_f^2 u / (36 \mu r_b)$, рассчитанным по местным осредненным параметрам струи: плотности вещества капель ρ_f , их диаметру D_f , вязкости газовой фазы μ , радиусу границы струи r_b . В [9] показано, что частицы можно считать пассивной примесью при $Stk \leq 0,144$. В этом случае размер частиц не оказывает влияния на характеристики турбулентности, эти характеристики будут зависеть только от концентрации частиц. Значение числа Стокса, начиная с которого размер частиц перестает влиять на характеристики турбулентности, в [9] названо критическим (Stk_*).

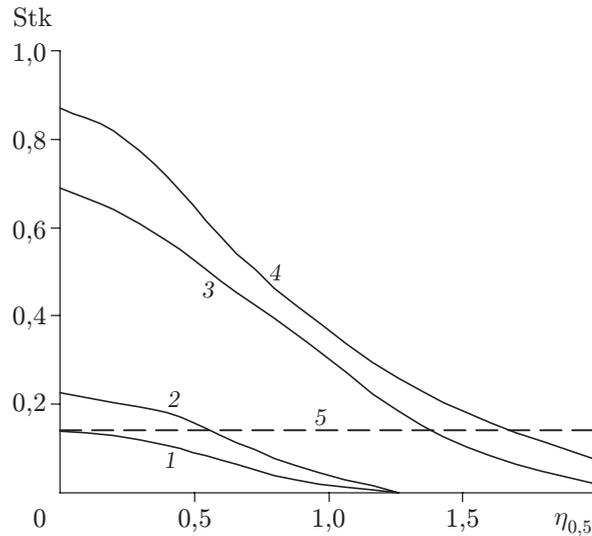


Рис. 5. Изменение критерия Стокса в сходственных сечениях x_{100}^* двухфазных струй при различных граничных условиях: номера кривых 1–4 соответствуют номерам вариантов расчетов; прямая 5 — критическому числу Стокса

На рис. 5 показано изменение числа Стокса в сечениях x_{100}^* двухфазных струй в различных вариантах расчетов. Видно, что число Стокса во всех вариантах расчетов максимально на оси и по мере удаления от оси уменьшается вследствие уменьшения скорости газовой фазы и размера капель за счет их испарения. В вариантах расчетов 1 и 2 значения числа Стокса на осях струй близки к Stk_* , а в достаточно широком диапазоне изменения радиусов этих струй меньше Stk_* . Поэтому в отмеченных вариантах расчетов в сечениях струй x_{100}^* значения $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ не должны зависеть от диаметра капель, а должны быть связаны с объемной концентрацией капель в этих сечениях. Действительно, сопоставление зависимостей $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2 = f(\eta_{0,5})$, представленных на рис. 4, с зависимостями $\alpha_f = f(\eta_{0,5})$, приведенными на рис. 6, указывает на корреляцию между ними — чем больше объемная концентрация капель в сходственных сечениях струй, тем меньше величина рассматриваемого момента корреляции в этих сечениях.

Из рис. 5 следует, что на величину момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы в варианте расчета 3 ($Stk > Stk_*$) должны оказывать влияние как объемная концентрация, так и размер капель (точнее, относительный размер капель $D_f^* = D_f/r_b$). Увеличение концентрации капель должно приводить к уменьшению, а увеличение их относительного диаметра — к увеличению пульсационных скоростей газа и, следовательно, их моментов корреляции. В соответствии с проведенными расчетами на осях струй в сечении x_{100}^* относительный размер капель равен: в варианте 1 — 10^{-4} , в варианте 2 — $1,3 \cdot 10^{-4}$, в варианте 3 — $2 \cdot 10^{-4}$ и в варианте 4 — $5,6 \cdot 10^{-4}$. В радиальном направлении при удалении от осей струй относительный размер капель уменьшается. В варианте расчета 3 в сечении струи x_{100}^* относительный размер капель превосходит их размер в вариантах расчетов 1 и 2, но концентрация капель в сечении струи существенно больше (см. рис. 6). Влияние объемной концентрации капель на момент корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ в варианте 3 оказывается более сильным, чем влияние их размера, и поэтому значение момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы в этом варианте расчета меньше, чем в вариантах 1 и 2.

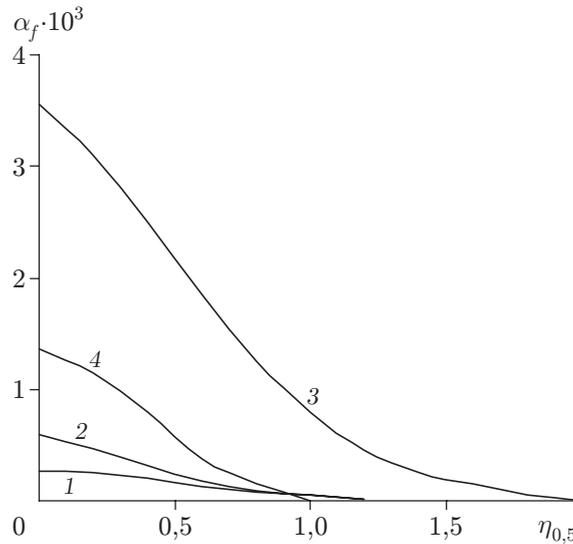


Рис. 6. Поперечные поля объемной концентрации капель в сечениях x_{100}^* двухфазных струй, различающихся граничными условиями: номера кривых соответствуют номерам вариантов расчетов

Распределение безразмерного момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы по сечению струи в варианте расчета 4 (кривая 4 на рис. 4), соответствующем меньшему радиусу начального сечения струи, близко к полученному в варианте 2 (кривая 2 на рис. 4). Это произошло по следующей причине. При уменьшении размера начального сечения струи в варианте расчета 4 относительный диаметр капель в сечении x_{100}^* струи возрос более чем в четыре раза по сравнению с вариантом 2, что должно было бы привести к увеличению интенсивности турбулентности газовой фазы. Но при увеличении относительного диаметра капель уменьшается их коэффициент турбулентной диффузии, что приводит к росту объемной концентрации капель в рассматриваемом сечении струи (см. рис. 6), в результате чего должно наблюдаться уменьшение момента корреляции пульсационных скоростей газовой фазы. Эти два эффекта, являющиеся следствием увеличения относительного диаметра капель (в рассматриваемом диапазоне его изменения), компенсировали друг друга, в результате чего в выполненных расчетах поперечное поле безразмерного момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ оказалось слабо зависящим от размера начального сечения струи.

Для всех вариантов расчетов поперечные поля момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ в сечениях струй $x^* = 500$ совпадают между собой и с поперечным полем этого момента корреляции однофазной струи. Следовательно, независимо от граничных условий в двухфазных струях наблюдается подобие поперечных полей момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ в дальних от сопла областях струй, в которых объемная концентрация капель настолько мала, что они не влияют на турбулентные характеристики фаз этих струй.

На рис. 7 представлены поперечные поля момента корреляции $\langle u'_f v'_f \rangle / \Delta u_{f,m}^2$ ($\Delta u_{f,m}$ — разность скоростей капель на оси и границе струи) в сечениях x_{100}^* струй, различающихся граничными условиями. Номера кривых соответствуют номерам вариантов расчетов. Кривые 1 и 2 на этом рисунке попарно совпадают с кривыми 1 и 2 на рис. 4, т. е. в вариантах расчетов 1 и 2 в сечениях струй x_{100}^* наблюдается равенство моментов корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ и $\langle u'_f v'_f \rangle / \Delta u_{f,m}^2$, что может быть только в случае небольшого относительного

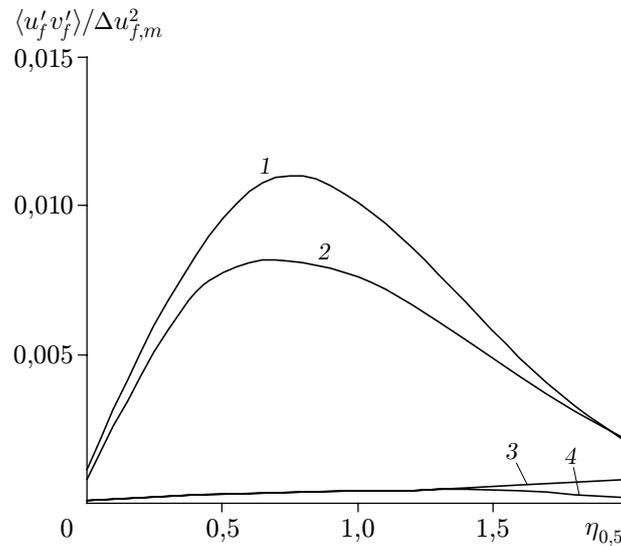


Рис. 7. Изменение безразмерного момента корреляции пульсационных скоростей дискретной фазы в сечениях x_{100}^* двухфазных струй, различающихся граничными условиями:

номера кривых соответствуют номерам вариантов расчетов

размера капель ($Stk < Stk_*$ — см. рис. 5), время релаксации которых меньше или близко к интегральному временному масштабу турбулентности газовой фазы.

Кривые 3 и 4 на рис. 7 располагаются намного ниже кривых 1 и 2, т. е. в вариантах расчетов 3 и 4 момент корреляции $\langle u'_f v'_f \rangle / \Delta u_{f,m}^2$ существенно меньше, чем в вариантах 1 и 2. Это связано с тем, что в вариантах расчетов 3 и 4 по сравнению с вариантами 1 и 2 в сечениях струй x_{100}^* капли имеют, во-первых, больший относительный диаметр (при $Stk > Stk_*$ — см. рис. 5) и поэтому труднее вовлекаются в пульсационное движение и, во-вторых, большую концентрацию (см. рис. 6), что приводит к более сильному подавлению каплями турбулентности газа и как следствие к уменьшению пульсационных скоростей капель. Так как в вариантах расчетов 3 и 4 $Stk > Stk_*$, поперечные поля момента корреляции $\langle u'v' \rangle / \Delta u_m^2$ (см. рис. 4) не совпадают с поперечными полями момента корреляции $\langle u'_f v'_f \rangle / \Delta u_{f,m}^2$ (см. рис. 7), причем большее различие в значениях этих моментов корреляции наблюдается в варианте 4. Полученный результат объясняется тем, что в варианте 4 в сечении x_{100}^* пульсационные скорости газа и капель значительно различаются, что обусловлено отмеченным влиянием относительного диаметра и концентрации капель на турбулентные характеристики фаз (при увеличении относительного размера и уменьшении концентрации капель ослабевает взаимодействие фаз в пульсационном движении).

Выводы. На участках двухфазных струй с фазовыми переходами, где концентрация капель достаточна для того, чтобы оказывать влияние на параметры этих струй, подобие и автомодельность поперечных полей всех характеристик турбулентности газовой и дисперсной фаз отсутствуют. В дальних от сопла областях двухфазных струй, в которых концентрация капель вследствие их турбулентной диффузии и главным образом за счет испарения капель становится очень малой, поперечные поля характеристик турбулентности газовой фазы становятся подобными и автомодельными, как и в однофазных струях. Моменты корреляции пульсационных скоростей мелких капель, для которых местные значения числа Стокса меньше критического значения, такие же, как и соответствующие характеристики газовой фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Mostafa A. A., Mongia H. C., McDonell V. G., Samuelsen G. S.** On the evolution of particle-laden jet flows: a theoretical and experimental study // AIAA J. 1987. P. 2181–2197.
2. **Modarress D., Tan H., Elghobashi S.** Two-component LDA measurement in a two-phase turbulent jet // AIAA J. 1984. V. 22, N 5. P. 624–630.
3. **Зуев Ю. В., Лепешинский И. А.** Двухфазная многокомпонентная турбулентная струя с фазовыми переходами // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 5. С. 120–138.
4. **Стернин Л. Е.** Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
5. **Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н.** Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности. М.: Машиностроение, 1975.
6. **Зуев Ю. В., Лепешинский И. А., Советов В. А., Чабанов В. А.** Расчет пульсационных параметров фаз многофазной многокомпонентной неизотермической неравновесной струи // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 49, № 3. С. 503, 504.
7. **Теория турбулентных струй** / Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984.
8. **Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984.
9. **Костюк В. В., Зуев Ю. В., Лепешинский И. А. и др.** Исследование процессов межфазного взаимодействия в многофазных турбулентных струях // Мат. моделирование. 1999. Т. 11, № 4. С. 59–69.
10. **Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П.** Турбулентные течения газовзвеси. Киев: Наук. думка, 1987.
11. **Elghobashi S., Abou-Arab T., Rizk M., Mostafa A.** Prediction of the particle-laden jet with a two-equation turbulence model // Intern. J. Multiphase Flow. 1984. V. 10, N 6. P. 697–710.
12. **Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А.** Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.
13. **Вараксин А. Ю.** Турбулентные течения газа с твердыми частицами. М.: Физматлит, 2003.

*Поступила в редакцию 9/III 2004 г.,
в окончательном варианте — 20/VII 2004 г.*
