

УДК 532.529

**О ВЛИЯНИИ ЧАСТИЦ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХФАЗНЫХ
ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ**

ЕНИКБЕВ И. Х., ШУРГАЛЬСКИЙ Э. Ф.

В настоящей работе в рамках двухскоростной двухтемпературной схемы движения взаимопроникающих континуумов численно исследована гидродинамика закрученного дисперсного потока в цилиндрическом канале сложной формы. Сформулированы основные критерии подобия для данного типа задач.

В большинстве работ, посвященных изучению гидродинамики взаимодействия двухфазных закрученных потоков в трубах, например в [1-3], предполагалось, что массовая концентрация частиц в потоках мала. Это предположение позволяет считать, что движение частиц происходит в заданном поле скоростей газа. При больших содержаниях дисперсной фазы (массовая концентрация частиц в потоке $\gamma_2 \approx 1$) постановку задачи нужно усложнить: необходимо совместно интегрировать уравнения движения газа и частиц.

1. Постановка задачи. Рассмотрим взаимодействие двух закрученных потоков в цилиндрической области, как это показано на фиг. 1. На этом рисунке AL — ось симметрии, линии $BCDE$ и MN — твердые стенки. В сечении AB подается первичный закрученный поток, содержащий частицы дисперсной фазы. В сечении ME подается вторичный закрученный поток без частиц. Направление движения потоков указано стрелочками. Уравнения, описывающие рассматриваемую задачу в рамках двухскоростной двухтемпературной схемы движения, имеют вид [4]

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i v_i) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \nabla^k \rho_i v_i^k v_i + (2-i) \nabla p = (-1)^i f_{12} n \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \text{div}(\rho_1 E_1 v_1 + \rho_2 E_2 v_2) + \text{div}(p v_1) = 0 \quad \left(E_i = e_i + \frac{1}{2} v_i^2 \right) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \text{div}(\rho_2 e_2 v_2) = q_{12}, \quad p = \rho_1^\circ (\gamma - 1) e_1$$

$$e_1 = c_{v1} T_1, \quad e_2 = c_2 T_2, \quad \rho_2^\circ = \text{const}$$

$$f_{12} = \frac{1}{8} \pi d^2 C_d \rho_1^\circ (v_1 - v_2) |v_1 - v_2|, \quad q_{12} = \pi n d \text{Nu} (T_1 - T_2)$$

Здесь нижний индекс $i=1,2$ относится к параметрам газа и частиц соответственно; верхний индекс k — индекс суммирования, относящийся к координатным осям; ρ_i, v_i, e_i, E_i — приведенная плотность, вектор скорости, внутренняя и полная энергия i -й фазы; p — давление в газе; f_{12}, q_{12} — вектор силы трения и интенсивность теплообмена между газом и частицами; γ — показатель адиабаты газа; c_{v1}, c_2 — удельные теплоемкости газа при постоянном объеме и частиц; T_i — температура фаз; ρ_i° — истинная плотность фазы; n — число частиц в единице объема; d — диаметр частицы.

Для коэффициента аэродинамического сопротивления частицы C_d и числа Нуссельта Nu использовались зависимости

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4}{\gamma \text{Re}_{12}} + 0,4, \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}_{12}^{1/4} \text{Pr}^{1/2} \quad (1.4)$$

где Re_{12} — число Рейнольдса относительного обтекания частицы, Pr — число Прандтля. Граничные условия для системы уравнений (1.1)–(1.3) ставились следующим

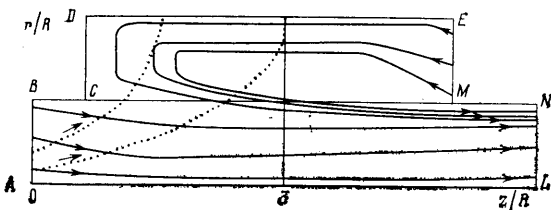
образом. На твердой стенке $BCDE$; MN – условие непротекания для газа и отсутствия отражения для частиц, т. е. частицы, попавшие на боковую поверхность канала, исчезают из потока. На правой внешней границе NL – условие непрерывности потока, т. е. производные по нормали к расчетной области от параметров течения равны нулю. На границах AB и ME задавались параметры первичного и вторичного потоков соответственно. На оси симметрии канала AL – условие симметрии потока.

Исходная система уравнений обезразмеривалась на параметры газа в сечении AB и на радиус канала R . Для рассматриваемого типа задач наиболее характерными определяющими параметрами являются: массовая концентрация частиц в первичном потоке $r_{2\infty} = \rho_{2\infty} / \rho_{1\infty}^{\circ}$, $\rho_{1\infty}^{\circ}$ – истинная плотность газа; параметр, характеризующий степень инерционности частиц $\beta^{(v)}$ и число Рейнольдса, определенное по размеру частицы Re_d

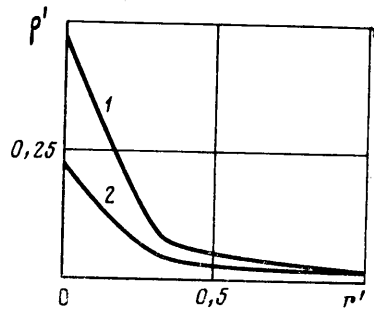
$$\beta^{(v)} = \frac{8\rho_2^{\circ}d}{3\rho_{1\infty}^{\circ}h}, \quad Re_d = \frac{\rho_{1\infty}^{\circ}v_{1\infty}^z d}{\mu_1}$$

Здесь $v_{1\infty}^z$ – проекция скорости газа на осевое направление, число Маха первичного потока; компоненты вектора скорости газа в сечениях AB и ME (считалось, что на AB векторы скорости газа и частиц совпадают); а также геометрические параметры, характеризующие область, изображенную на фиг. 1.

Для численного интегрирования системы (1.1)–(1.3) использовался метод крупных частиц [5], модифицированный в [6] на случай движения газа с малыми дозву-



Фиг. 1



Фиг. 2

ковыми скоростями ($M_{\infty} \ll 0,1$). Использовалась схема первого порядка точности. Контроль точности осуществлялся путем сравнения численных решений, полученных на различных шагах интегрирования по времени и по пространству. Во всех вариантах различие результатов не превышало 3–5%. Длина расчетной области, изображенной на фиг. 1, разбивалась на 74 ячейки, радиус – на 14 ячеек. Безразмерный шаг интегрирования по пространству $\Delta X = \Delta x/R$ брался равным $1/12$. Безразмерный шаг интегрирования по времени определялся из условия $\Delta t/\Delta X = 0,1$. Расчеты проводились при различных значениях определяющих параметров и геометрических размеров области.

2. Описание результатов. На фиг. 1 представлены огибающие линии тока фаз в меридиональном сечении канала при $Re_d = 14$, $v_{1w}^z/v_{1\infty}^z = -0,5$; $v_{1w}^{\varphi}/v_{1\infty}^z = 3,6(r-1/2R)/R$; $v_{1\infty}^{\varphi}/v_{1\infty}^z = 3,6r/R$; $M_{\infty} = 0,08$; $DC/AB = 1$; $BC/AB = 1$; $r_{2\infty} = 1$; $DE/AB = 4$; $MN/AB = 1$; $ME/AB = 1$; $NL/AB = 1$ ($\beta^{(v)} = 3,5$), где v_1^{φ} – проекция скорости газа на тангенциальное направление.

Здесь линии тока газа – сплошные линии, линии тока частиц – точки.

Фигура 1 показывает, что картина течения для газовой фазы имеет следующий вид: вторичный поток, поступающий в канал из сечения ME , дойдя до границы CD , поворачивает и вместе с запыленным первичным потоком, который подается в канал из сечения AB , движется в сторону выходного сечения NL . Для достаточно больших $\beta^{(v)} \approx 3$ вблизи зоны разворота вторичного потока (фиг. 1) происходит поджатие первичного потока вторичным. При малых $\beta^{(v)} \approx 0,3$ существенно увеличивается взаимодействие газа и частиц в тангенциальном направлении, что приводит к росту центробежной силы, действующей на газ. В этом случае увеличивается площадь проходного сечения для первичного потока и его поджатие в его развороте вторичного потока не наблюдается. При уменьшении $\beta^{(v)}$ под действием первичного и развернувшегося вблизи границы CD вторичного потоков частицы начинают сильнее сносить-

ся в сторону открытой границы NL . На фиг. 2 представлены распределения массовой концентрации частиц в сечении $z=3R$ (здесь $\rho' = \rho_2/\rho_{1\infty}$, $r' = r/R$). Кривые 1, 2 соответствуют $\beta^{(v)} = 0,35; 3,5$. Видно, что с уменьшением $\beta^{(v)}$ концентрация частиц в сечении канала увеличивается. Из фиг. 2 следует, что по мере удаления от оси канала концентрация частиц падает. При устремлении $\beta^{(v)} \rightarrow 0$ линии тока газа и частиц в первичном потоке совпадут и все частицы, попавшие в канал из сечения AB , долетят до выходного сечения NL .

ЛИТЕРАТУРА

1. Сажин Б. С., Лукачевский Б. П., Джунисбеков М. Ш. и др. Моделирование движения газа в аппаратах со встречными закрученными потоками // Теорет. основы хим. технологии. 1985. Т. 19. № 5. С. 687–690.
2. Сажин Б. С., Лукачевский Б. П., Чувпило Е. А. и др. Однопараметрическая математическая модель гидродинамики сушильного аппарата со встречными закрученными потоками // Теорет. основы хим. технологии. 1977. Т. 11. № 4. С. 633–636.
3. Горячев В. Д. Моделирование работы инерционного вихревого сепаратора на ЭЦВМ // Изв. вузов. Энергетика. 1980. № 2. С. 49.
4. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
5. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике: Вычислительный эксперимент. М.: Наука, 1982. 391 с.
6. Шургальский Э. Ф. Исследование двухфазных закрученных течений в цилиндрических каналах конечной длины // Теорет. основы хим. технологии. 1985. Т. 19. № 3. С. 360–366.

Москва

Поступила в редакцию
10.III.1986

УДК 533.6.011

О ТУРБУЛЕНТНОМ СТРУЙНОМ СМЕШЕНИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВЫРАВНИВАЮЩИХ ПРОФИЛИРОВАННЫХ КАНАЛАХ

КИРЕЕВ В. И., МИНИН С. Н., ПИРУМОВ У. Г., СМАГИН Н. И.,
СМИРНОВ С. С.

В настоящее время значительное развитие получили газодинамические системы со смешением газов в сверхзвуковых струях [1]. С учетом современных требований к рассматриваемым газодинамическим системам возникает необходимость осуществления смешения с помощью неоднородных струй, параллельных или в общем случае сталкивающихся под некоторым углом друг к другу. При реализации такой схемы обеспечивается лучшее перемешивание газов, однако в «неорганизованном» смешивающемся потоке возникают поверхности разрывов — интенсивные ударные волны, центрированные волны разрежения, контактные границы, — которые обуславливают существенную неоднородность параметров потока в выходных сечениях.

В настоящей работе представлена численная модель расчета газодинамических систем с турбулентным смешением сверхзвуковых струй. Решена задача построения переходного выравнивающего канала минимальной длины с учетом процесса вязкого турбулентного смешения двух параллельных или направленных под углом друг к другу сверхзвуковых потоков. Задача решается в два этапа. На первом этапе на основе решения обратной задачи в приближении идеального газа профилируется выравнивающий канал. На втором этапе решается прямая задача в полученном канале, основанная на параболизированных уравнениях Навье — Стокса. Исследования показали обоснованность принятого подхода к выравниванию неоднородных потоков.

1. Общая задача построения выравнивающего канала формулируется следующим образом. В декартовой (цилиндрической) системе координат x, y ставится задача построения профиля переходного выравнивающего канала минимальной длины, который реализует смешение двух симметричных относительно оси x плоских или осесимметричных турбулентных потоков I и II (фиг. 1), в общем случае направленных друг к другу под некоторым углом. Канал должен обеспечивать на выходе результирующий поток, близкий к параллельному оси x и однородному по распределению давления

$$\theta_1(y) = \theta_2(y) \approx 0, \quad p_1(y) = p_2(y) \approx \text{const}$$