

В этом случае наблюдаемые эффекты — результат взаимодействия сил, связанных как с возмущенным стенкой течением вблизи частицы, так и с кривизной профиля скорости (но не со скоростью относительного движения частицы или ее вращением). Если же скорость частицы относительно жидкости велика, так что  $V \gg (2r/d)^2 (2x/d) V_0$ , то ситуация должна измениться [2]. Влияние стенок и кривизны профиля скорости будет несущественно по сравнению с неравномерным обтеканием движущейся относительно жидкости частицы. Именно такая ситуация воспроизведена в данных опытах и подразумевалась (бездоказательно) в [6]. Таким образом, становится понятной излишняя «жесткость» условий (3.2), (3.3) и согласно результатов расчетов и экспериментов.

4. Следует отметить, что эффект поперечной миграции может быть фактором, способствующим коагуляции монодисперсного аэрозоля. Покажем это на примере аэрозоля с низкой начальной концентрацией  $n_0$ , движущегося по вертикальной цилиндрической трубе в ламинарном восходящем потоке. Наличие поперечной силы, направленной в данном случае от стенок канала к центру, приведет к тому, что траектории всех частиц с начальными координатами  $r_0$  будут ограничены цилиндрической поверхностью. Образующая этой поверхности представляет собой «критическую» траекторию  $r_* = r_*(z)$  с начальной координатой  $R > r_0 > 0$ , удовлетворяющей условию  $\dot{V}(r_0) = V_0 [1 - (r_0/R)^2] - V_c = 0$ , где  $R$  — радиус трубы.

Исходя из условия постоянства расхода числа частиц через любое сечение  $z \geq 0$  и считая, что концентрация частиц не зависит от радиуса, получаем следующее выражение для счетной концентрации  $n(z)$ :

$$n(z) = n_0 \beta^{-2} (2 - \beta^2)^{-1}; \quad \beta = \xi_*/\xi_0, \quad \xi_* = r_*/R, \quad \xi_0 = r_0/R$$

Отсюда видно, что при  $\beta \rightarrow 0$   $n(z) \rightarrow \infty$ .

Автор признателен В. М. Волощуку за внимание к работе.

Поступила 27 II 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Segre G., Silberberg A. Radial particle displacement in Poiseuille flow of Suspensions. Nature, 1961, vol. 189, No. 4760.
2. Ho B. P., Leal L. G. Inertial migration of rigid spheres in two-dimensional unidirectional flows. J. Fluid Mech., 1974, vol. 65, pt 2.
3. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. М., «Мир», 1975.
4. Конгуш С. М., Романов К. В. Исследование инерционного захвата в аэрозолях методом тонкой струи. В сб. «Физика аэродисперсн. систем», вып. 1, Киев, Киевск. гос. ун-т, 1969.
5. Сторожилова А. И. Дифференциальный счетчик ядер конденсации. В сб. «Исследования в области поверхностных сил». М., Изд-во АН СССР, 1961.
6. Сэфмен П. Г. Подъемная сила малой сферы при медленном течении сдвига. Механика. Период. сб. перев. иностр. статей, 1966, № 2.

УДК 533.6.014

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОСТЫХ ТЕЛ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

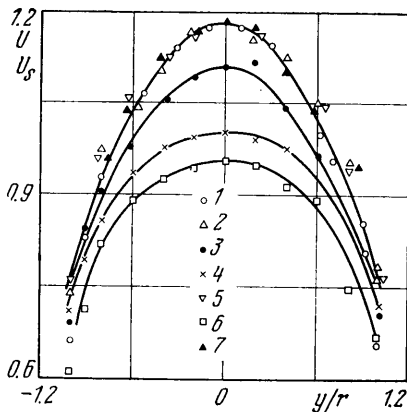
В. А. БАЛАНИН, В. В. ЗЛОБИН

(Ленинград)

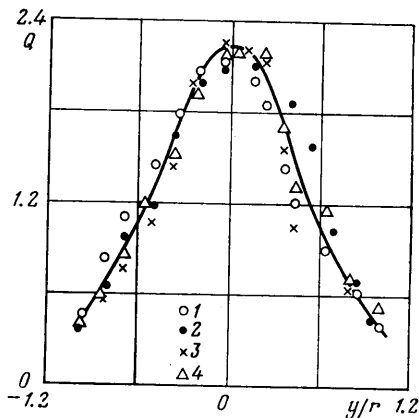
В последнее время большое развитие получают исследования течений двухфазных потоков, что связано с расширяющимся использованием их в технике. Однако расчетные методы определения параметров и воздействий двухфазных потоков на элементы конструкций машин и аппаратов в настоящее время развиты недостаточно. Кроме того, их дальнейшее развитие в рациональных направлениях требует значительного числа экспериментальных данных. В связи с этим расширение экспериментальных исследований двухфазных течений является весьма актуальным. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию аэродинамического сопротивления простых тел при обтекании их двухфазным потоком.

1. Экспериментальные исследования проводились на установке, где органом, формирующим поток, была труба диаметром 40 мм и длиной ~6 м, что было достаточно для установления стабилизированного двухфазного течения (обеспечения минимального оставания частиц от воздуха) и образования на выходе профиля скорости, характерного для течения в трубах. Давление  $p_0 = 3 \text{ кг/см}^2$ , обеспечиваемое компрессором, давало возможность получать различные скорости потока на выходе из трубы, но не более 200 м/сек. Средняя скорость в выходном сечении трубы определялась измерением расхода.

В качестве дискретной фазы использовался абразивный порошок марки М28П со среднемассовым размером дискретной фазы 23 мкм (фракция 20–28 мкм составляет не менее 50% по весу). Плотность порошка 3.9 г/см<sup>3</sup>. Выбор указанных порошков в качестве дискретной фазы определялся следующими соображениями. Указанные порошки обладают высокой степенью однородности по физическим свойствам и, что основное, по размерам частиц. Это дает возможность с достаточно высокой точностью использовать лазерную диагностику и получать надежно сопоставимые экспериментальные результаты. В аэродинамическом эксперименте расход твердого наполнения очень велик (кг/сек), а абразивные порошки являются единственными, обладающими указанными выше свойствами, которые выпускаются промышленностью в значительных количествах. И, наконец, они весьма близки по своим физиче-



Фиг. 1



Фиг. 2

ко-механическим свойствам к тем, которые образуют двухфазные потоки в природе и технике, что повышает надежность моделирования.

Расходная массовая концентрация твердой фазы в потоке могла изменяться в пределах  $k' = 0 - 0.2$  кг твердой фазы/кг воздуха.

Измерения полей скоростей непрерывной фазы на выходе из трубы проводилось пневматическим насадом, а полей скоростей дискретной фазы — с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости [1, 2]. Распределение относительной концентрации по сечению потока измерялось с помощью лазерного измерителя концентрации [2, 3].

В процессе эксперимента измерялась с помощью однокомпонентных аэродинамических тензосенсоров сила лобового сопротивления, по которой определялся коэффициент  $C_x$ . При расчете  $C_x$  плотность потока принималась равной плотности воздуха.

Модель устанавливалась на донной державке на расстоянии от среза трубы, равном половине ее диаметра.

Измерялись аэродинамические характеристики следующих тел: сферы  $d = 10$  мм, цилиндра длиной  $l = 20$  мм и диаметром  $d = 10$  мм (устанавливался поперек потока), конуса с диаметром основания  $d = 10$  мм и углом при вершине  $\alpha = 120^\circ$ , пластины со сторонами  $10 \times 20$  мм (устанавливалась поперек потока) и ряда клиньев с основанием  $10 \times 20$  мм и углами 20, 40, 60°. Все измерения проводились при нулевом угле атаки. Модели были изготовлены из стали.

2. В связи с тем, что в аэродинамических исследованиях важное значение имеет вопрос о распределении параметров потока, представляется необходимым обсудить условия в потоке, при которых проводились данные эксперименты. Представленные на фиг. 1 кривые  $\bar{U} = f(y/r)$  и  $\bar{U}_s = f_s(y/r)$ , где  $\bar{U} = u/\langle u \rangle$  и  $\bar{U}_s = u_s/\langle u \rangle$  показывают изменение по радиусу скоростей сплошной  $u$  и дискретной  $u_s$  фаз, отнесенных к средней по сечению скорости  $\langle u \rangle$ . Измерения проведены в сечении на расстоянии от среза сопла, равном его радиусу. (Точки для  $\bar{U}_s$  соответствуют: 1 —  $\langle u \rangle = 50$  м/сек, 3 — 98, 4 — 144, 6 — 190, и для  $\bar{U}$ : 2 — 50 м/сек, 5 — 144, 7 — 190). Из рассмотрения кривых следует, что частицы дискретной фазы отстают по скорости от сплошной фазы, и чем больше средняя скорость сплошной фазы, тем это отставание больше. При изменении скорости сплошной фазы в пределах  $\langle u \rangle = 50 \div 200$  м/сек отставание  $\Delta \bar{U}_s = 1.3 - 19.0\%$ . Неравномерность поля скоростей сплошной фазы (в районе расположения модели) не превышает 5.5%, а поля скоростей дискретной фазы — 5.3% при  $\langle u \rangle = 50$  м/сек и 2.6% при  $\langle u \rangle = 190$  м/сек. Неравномерность поля скоростей дискретной фазы уменьшается при увеличении средней скорости сплошной фазы.

Важным свойством двухфазного потока является распределение дискретной фазы по сечению, которое представлено на фиг. 2 в виде зависимости  $Q_s = q_s / \langle q_s \rangle = f(y/r)$ , измеренной на расстоянии от среза сопла, равном половине его диаметра. Здесь  $q_s = \rho_s u_s$  — поток массы дискретной фазы, точки 1–4 соответствуют значениям  $\langle u \rangle = 50, 98, 144, 190$  м/сек. Из фигуры видно, что закон распределения дискретной фазы по сечению практически не меняется при изменении скорости сплошной фазы. Неравномерность же распределения дискретной фазы в области, занимаемой моделью, значительна и достигает  $\pm 20\%$ .

Естественно, что и величина отставания дискретной фазы от сплошной и распределение ее по сечению зависят от крупности частиц и их концентрации.

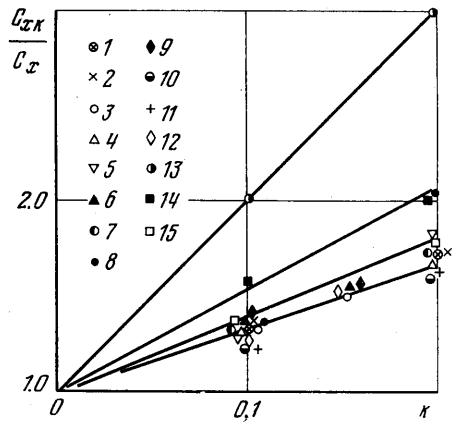
Следует отметить, что рассмотренные закономерности характерны вообще для двухфазных потоков достаточно высоких концентраций, содержащих частицы относительно больших размеров. К настоящему времени задача получения двухфазного потока с равномерным полем концентрации дискретной фазы и одинаковыми скоростями обеих фаз еще не нашла практического решения.

3. Экспериментальные данные по зависимости коэффициента сопротивления  $C_x$  от концентрации  $k$  представлены на фиг. 3. (Точки на фиг. 3, соответствующие значениям  $\langle u \rangle = 90, 144, 190$  м/сек, обозначены: для пластины — 1–3, для конуса с углом  $120^\circ$  — 4–6, для сферы — 7–9, для цилиндра — 10–12. Кроме того, для клина с углом  $\alpha$  при  $\langle u \rangle = 98$  м/сек для  $\alpha = 20, 40, 60^\circ$  — 13–15 соответственно.) Следует отметить, что при обработке данных использовалась не среднемассовая концентрация в струе  $k'$  (т. е. с развитием течения местная концентрация в приосевой области растет, а на периферии сечения сильно падает), а концентрация, осредненная по площади мишени модели, что значительно уменьшает влияние ее неравномерности на сопротивление. На графике коэффициент сопротивления модели при данной концентрации дискретной фазы  $C_{xk}$  отнесен к коэффициенту сопротивления  $C_x$  той же модели при той же скорости сплошной фазы, но при нулевой концентрации дискретной фазы. Как видно из графиков, экспериментальные точки для пластины, конуса и цилиндра с максимальным разбросом  $\pm 8\%$  укладываются на одну прямую во всем диапазоне исследуемых скоростей и концентраций, за исключением сферы при  $\langle u \rangle = 144$  м/сек. Отсюда можно предположить, что влияние дискретной фазы на лобовое сопротивление не зависит от характера обтекания модели сплошной фазой.

На той же фигуре нанесены графики, показывающие зависимость  $C_{xk}/C_x$  от концентрации дискретной фазы для клина при различных углах раствора. Заметим, что здесь пластину, расположенную поперек потока, можно рассматривать как клин с углом раствора  $180^\circ$  (при том же миделе). Из их рассмотрения видно, что с уменьшением угла раствора клина  $\alpha$  от  $180$  до  $20^\circ$  (т. е. с уменьшением угла встречи летящих частиц с поверхностью клина) влияние дискретной фазы на лобовое сопротивление резко увеличивается. Можно ожидать, что влияние дискретной фазы на лобовое сопротивление достигнет максимального значения при угле клина, близком к нулю, т. е. для пластины, расположенной вдоль потока. Увеличение влияния дискретной фазы с уменьшением угла раствора клина на аэродинамическое сопротивление можно объяснить следующим образом. Твердые частицы, взаимодействуя с поверхностью клина, зеркально отражаются от нее и образуют интенсивный поток отраженных частиц, распространяющийся под углом  $\alpha/2$  к ней. Этот факт регистрируется при фотографировании обтекания клина двухфазным потоком.

Численная плотность отраженных частиц на траектории падающих частиц уменьшается с уменьшением угла  $\alpha/2$ . Максимальная численная плотность отраженных частиц в зоне взаимодействия обоих потоков будет иметь место при  $\alpha/2 = \pi/4$ , когда они будут лететь под углом  $\alpha/2$  к оси модели. В этом случае вероятность взаимодействия падающих частиц с отраженными будет максимальной и, следовательно, влияние дискретной фазы на аэродинамическое сопротивление будет минимальным. Поэтому экранирующее действие потока отраженных частиц будет увеличиваться с увеличением угла от 0 до  $\pi/4$ .

Для сферы, цилиндра и конуса, рассматриваемых в данной работе, доля поверхности, дающая основной вклад в сопротивление и с которой взаимодействует дискретная фаза, расположена под углами, большими  $\pi/4$ . Этим, очевидно, и объясняется практически одинаковое влияние дискретной фазы на их лобовое сопротивление. Наличие экранирующего слоя частиц отмечалось и в работе [4].



Фиг. 3

Увеличение лобового сопротивления элемента поверхности модели при дозвуковых скоростях потока, вызванное присутствием дискретной фазы, описывается эмпирической зависимостью

$$C_{xh}/C_x = 1 + (A\alpha + B/\alpha)k$$

где  $\alpha$  — угол раствора клина в градусах, а  $k$  — среднemasсовая концентрация дискретной фазы.

Для условий данного эксперимента  $A=0.01$ ,  $B=194$ . Вероятно, значения  $A$  и  $B$  будут зависеть от соотношения физико-механических свойств материала модели и дискретной фазы и размеров частиц.

Поступила 24 IV 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Розенштейн А., Самуэль К. Применение лазерного доплеровского измерителя скорости для исследования двухфазных течений типа «газ — твердые частицы». Изв. АН ЭССР, Физ., матем., 1974, т. 23, № 1.
2. Злобин В. В., Моос М. Измерение параметров дискретной фазы в системе «двухфазная струя — поперечный поток». Изв. АН ЭССР, Физ. матем., 1976, т. 25, № 3.
3. Злобин В. В., Розенштейн А. З. Оптический метод измерения распределения твердой примеси в двухфазных потоках. ПМТФ, 1975, № 1.
4. Лейдерман, Люис, Байрон. Воздействие двухфазного потока, истекающего из сопла РДТТ, на обтекаемую поверхность. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 10.

УДК 533.6.011.5

### О ВОЗМОЖНОСТИ ВДУВА СТРУИ ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗОНЫ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Н. Е. МАСЯКИН, М. Н. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Рассматривается течение, образующееся при взаимодействии сверхзвукового потока с поперечной звуковой или сверхзвуковой струей, вдуваемой перпендикулярно к направлению основного потока через сопло, выходное сечение которого расположено на плоской стенке.

При вдуве струи газа через круглое отверстие [1] перед струей за счет торможения набегающего потока повышается давление. Вследствие этого происходит отрыв пограничного слоя, выросшего на стенке перед соплом вдува. Образовавшаяся трехмерная зона отрыва приводит к резкому возрастанию давления и тепловых потоков в стенку перед соплом вдува, что нежелательно для многих задач современной техники.

Целью настоящей работы является поиск формы выходного сечения сопла вдува, при использовании которого отсутствует трехмерная зона отрыва пограничного слоя перед соплом вдува.

1. Экспериментальные исследования взаимодействия вдуваемой струи с набегающим сверхзвуковым потоком проводились при следующих условиях: число Маха набегающего потока  $M_\infty = 2.1 \div 3.7$ ; число Рейнольдса, рассчитанное по длине пластины до линии отрыва в плоскости симметрии течения и параметрам потока, изменялось в диапазоне  $2 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^7$ , что соответствовало турбулентному режиму течения в пограничном слое; число Маха вдуваемой струи  $M_a = 1$  и 2.9. Толщина пограничного слоя перед линией отрыва  $\delta \approx 6$  мм. Эквивалентные диаметры исследованных сопел вдува  $d = 3$  и 6 мм. Коэффициент расхода сопел лежал в пределах  $0.94 \div 0.98$ . В экспериментах методом масляных покрытий получены зависимости длины зоны отрыва от параметров основного и вдуваемого потоков для сопел вдува, имеющих различную форму выходного сечения. С помощью теневого метода была изучена геометрия головного скачка уплотнения, возникающего перед вдуваемой струей в основном потоке.

Одной из основных количественных характеристик взаимодействия пограничного слоя с падающими на него скачками уплотнения, которые и приводят к образованию