

Г. Н. АБРАМОВИЧ

О ВЛИЯНИИ ПРИМЕСИ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ИЛИ КАПЕЛЬ НА СТРУКТУРУ ТУРБУЛЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 26 VI 1969)

Проблема распространения неоднородной турбулентной струи представляет большой практический интерес и в последнее время привлекает к себе внимание ряда исследователей как в СССР, так и в других странах. Наиболее сложным является вопрос о влиянии на газовую струю дискретной примеси твердых частиц или капель жидкости.

Введем понятие средней плотности вещества струи в данной точке:

$$\rho = \rho_g(1 + \kappa), \quad (1)$$

где ρ_g — плотность газа, $\kappa = G_{\text{п}} / G_g$ — весовая концентрация примеси.

Опыт показывает, что при одинаковой средней плотности струя, состоящая из смеси двух газов разного молекулярного веса, ведет себя иначе, чем содержащая примесь в виде дискретных частиц. В последнем случае струя оказывается более узкой и дальнобойной. Вероятное объяснение этого факта состоит в том, что под влиянием тяжелых частиц видоизменяется турбулентная структура струи. Покажем, что в первом приближении воздействие твердых частиц на пульсационные скорости и осредненные параметры турбулентного потока можно оценить, опираясь на основные положения прандтлевской теории пути смещения.

Обычно размер D твердых частиц или капель, которые несет газовая струя, на несколько порядков меньше размера l турбулентного моля, поведение которого определяет структуру турбулентного потока. В процессе турбулентного пульсационного движения дискретный газовый объем (моль) увлекает населяющие его инородные частицы и тормозится суммарной силой лобового сопротивления последних, в связи с чем пульсационные составляющие скорости турбулентного течения уменьшаются.

Остановимся на практически важном случае, когда вес примеси в единице объема значителен, а объемная доля примеси относительно мала. В этом случае аэродинамическое сопротивление всех тяжелых частиц, обтекаемых газовой частицей, относительно велико, но равно сумме сопротивлений, возникающих при обтекании каждой тяжелой частицы как изолированного тела.

Рассмотрим воздействие тяжелых частиц на величину поперечной пульсационной скорости турбулентной струи $|v'|$, определяющей, как известно⁽¹⁾, интенсивность нарастания толщины струи.

При возникновении турбулентного моля его пульсационная скорость пропорциональна поперечному градиенту средней скорости потока

$$|v_0'| \propto l_T du / dy; \quad (2)$$

здесь l_T — среднее значение турбулентного пути смещения.

В полуэмпирических теориях турбулентности считают, что пульсационную скорость моль сохраняет в течение всего времени своей «жизни» — от момента выделения из одного слоя потока до слияния с другим слоем; потеря индивидуальности моля происходит скачкообразно, что и приводит к пульсации скорости (а также давления, температуры, концентрации и т. п.).

Из условия сохранения количества движения для изолированного моля, населенного одними и теми же частицами примеси, следует, что при наличии инородных тяжелых частиц скорость газового моля v' уменьшается пропорционально увеличению скорости движения частиц $v_{п}$, увлеченных молекул, а коэффициент пропорциональности равен отношению масс примеси и газа, т. е. равен весовой концентрации примеси:

$$v_0' - v' = \kappa(v_{п} - v_{п0}); \quad (3)$$

здесь $v_{п0}$ — начальная скорость движения тяжелых частиц. Это соотношение справедливо для монодисперсной и однородной по составу примеси. В случае полидисперсной примеси правая часть (3) усложняется, но на этом случае мы остановимся позже.

В момент образования турбулентного газового моля, начинающего двигаться со скоростью v_0' , в него входят тяжелые частицы, которые были принесены предыдущим молекул и с равной вероятностью имеют скорость $v_{п0}$, направляемую в ту же или противоположную сторону. Поэтому среднее значение начальной скорости тяжелых частиц можно принять равным нулю ($v_{п0} \approx 0$), что упрощает уравнение (3):

$$v_0' - v' = \kappa v_{п}. \quad (4)$$

В случае высокой весовой концентрации примеси ($\kappa \gg 1$), как следует из (4), даже при значительном замедлении моля ($v_0' \gg v'$), тяжелые частицы приобретают относительно небольшую скорость ($v_{п} \ll v_0'$). Дальнейшее решение задачи зависит от того, насколько быстро сближаются между собой конечные значения скоростей моля и тяжелых частиц.

Если размеры частиц и скорости невелики, то «внутримольное» обтекание газом частиц может быть ламинарным, тогда коэффициенты аэродинамического сопротивления относительно высоки и при относительно малой массе каждой частицы ее скорость быстро уравнивается со скоростью газа ($v_{пк} \approx v_k'$), в связи с чем, согласно (4), конечная скорость движения газового моля

$$v_k' \approx v_0' \frac{1}{1 + \kappa}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что отношение турбулентного напряжения трения в потоке с примесью к таковому в чистом газе (при $v' \sim u'$):

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\overline{\rho u_k' v_k'}}{\overline{\rho_Г u_0' v_0'}} = \frac{1}{1 + \kappa}$$

Интенсивность нарастания толщины струи по ее длине $d\delta/dx$, как известно, пропорциональна поперечной пульсационной скорости (1). В рассматриваемом случае:

$$\frac{d\delta}{dx} \sim \frac{v_k'}{u_c} \quad \text{или} \quad \frac{d\delta}{dx} \sim \frac{v_k'}{v_0'} \frac{v_0'}{u_m} \frac{u_m}{u_c}, \quad (6)$$

здесь u_m — скорость на оси струи, u_c — характерное значение средней скорости потока; индекс 0 отвечает случаю отсутствия примеси, когда в запыленной струе

$$v_0' \sim u_m, \quad v_0'/u_{c0} \sim (d\delta/dx)_0 = c = 0,22.$$

В струе переменной плотности (с примесью) можно, пользуясь рекомендацией (1), положить

$$u_c = \int_0^{\delta} \rho u dy / \int_0^{\delta} \rho dy \quad (7)$$

Многочисленные опыты показывают, что в струе, содержащей как газовые, так и капельно-жидкие или дисперсные твердые примеси, относительный профиль скорости в поперечном сечении остается неизменным и в основном участке струи может быть описан формулой Шлихтинга

$$u / u_m = [1 - (y / \delta_u)^{1,5}]^2, \quad (8)$$

где u — скорость на расстоянии y от оси струи, δ_u — расстояние от оси до динамической границы струи (радиус струи).

Профили концентрации удовлетворительно описываются той же зависимостью, но соответствующая толщина «зоны примеси» обычно отличается от динамической ($\delta_x \neq \delta_u$):

$$\kappa / \kappa_m = [1 - \eta^{1,5} \eta_{\Pi}^{-1,5}]^2; \quad (9)$$

здесь $\eta = y / \delta_u$, $\eta_{\Pi} = \delta_x / \delta_u$, $\eta \eta_{\Pi}^{-1} = y / \delta_x$, κ_m — концентрация на оси струи. По некоторым опытным данным зависимость $\eta_{\Pi}(\kappa_m)$ может быть выражена кривой, изображенной на рис. 1*. Как видим, в интервале $0,5 \leq \kappa_m \leq 10$ величина $\eta_{\Pi} < 1$, т. е. профиль скорости шире профиля концентрации. При отсутствии примеси ($\kappa = 0$) из (7) и (8) получаем $u_{c0} = 0,45 u_m$.

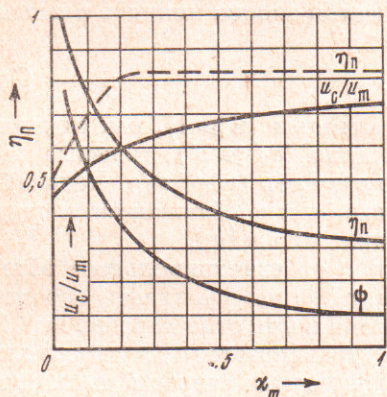


Рис. 1

При наличии мелкодисперсной примеси ($v_{\text{пк}} \approx v_{\text{к}}'$)

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{0,45c}{1 + \kappa_1} \frac{u_m}{u_c}; \quad (10)$$

здесь κ_1 — некоторое характерное значение концентрации в поперечном сечении струи.

Для определения местного значения углового коэффициента нарастания толщины струи с помощью (10) нужно найти

способ выбора соответствующего значения характерной концентрации в сечении κ_1 . Представляется возможным предположение, что доминирующей зоной при генерации турбулентности в сечении струи является та, где турбулентные пульсации давления максимальны:

$$P'_{\text{max}} = \rho v_{\text{max}}'^2 \sim [(1 + \kappa) (du/dy)^2].$$

Решая задачу на максимум, находим координату этой точки η_1 . Расчеты показывают, что величина κ_1 / κ_m в интервале $0,5 \leq \kappa_m \leq 10$ изменяется незначительно: $\kappa_1 / \kappa_m = 0,76 \pm 0,03$. Рассчитанная указанным способом кривая $\frac{1}{C} \frac{d\delta}{dx} = \psi(\kappa_m)$ изображена на рис. 1. Напомним, что ψ есть отношение интенсивности нарастания толщины струи с примесями к таковой в «чистой» струе.

Полученные результаты справедливы лишь для относительно мелкодисперсной примеси, которая полностью увлекается турбулентными молями газа. Прикидочные расчеты показывают, что при средней скорости в струе порядка 50 м/сек полностью увлекаются твердые частицы диаметром до 30 м. Сложнее обстоит дело с относительно крупными частицами, которые не успевают за время движения моля приобрести его скорость ($v_{\text{пк}} < v_{\text{к}}'$).

* Сплошная кривая $\eta_{\Pi}(\kappa_m)$ рис. 1 получена из опытов по смешению двух газов разного молекулярного веса (фреон и воздух) и, вероятно, справедлива в случае очень мелкодисперсной примеси ($D < 30 \mu$). Опытным данным Фришмана и Лаатса в случае относительно крупных частиц примеси ($D \approx 30 \div 120 \mu$) отвечает пунктирная кривая рис. 1.

Введем относительную скорость $v_{\infty} = v' - v_{\text{п}}$. Из (4) получим

$$\frac{v'_{\text{к}}}{v'_0} = \frac{1 + \kappa v_{\infty} / v'_0}{1 + \kappa}. \quad (11)$$

Итак, в случае отставания твердых частиц от газовых молей ($v_{\infty} = v'_{\text{к}} - v_{\text{пк}} > 0$) в формулу (6) вместо (5) подставляется (11); интенсивность нарастания толщины струи при этом получается больше, чем в рассмотренном выше случае ($v_{\infty} = 0$):

$$\frac{d\delta}{dx} = 0,45C \frac{u_m}{u_c} \frac{1 + \kappa_1 v_{\infty} / v'_0}{1 + \kappa_1}. \quad (12)$$

Связь между текущими значениями скорости газового моля v' и твердой (сферической) частицы устанавливается уравнением второго закона механики: $m \frac{dv_{\text{п}}}{dt} = C_x \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho_{\text{г}}}{2} (v' - v_{\text{п}})^2$, где масса частицы $m = 4/3 \pi \rho_{\text{п}} (D/2)^3$.

Путь, проходимый частицей за время dt , равен $dy = v_{\text{п}} dt$, поэтому

$$\frac{v_{\text{п}} dv_{\text{п}}}{(v' - v_{\text{п}})^2} = \frac{0,75C_x}{D} \frac{\rho_{\text{г}}}{\rho_{\text{п}}} dy. \quad (13)$$

Оценка влияния нестационарности обтекания на величину коэффициента лобового сопротивления, произведенная по данным работы (2), показала, что это влияние не выходит за пределы 10%, поэтому можно пользоваться обычными зависимостями $C_x(R_D)$ для стационарного обтекания, определяя число Рейнольдса по относительной скорости пульсационного движения v_{∞} .

Величина безразмерной относительной скорости в конце единичного перемещения моля v_{∞} / v'_0 определяется из (13) при $y = l_{\text{т}}$. Полученные нами зависимости, характеризующие струю с относительно крупными частицами, справедливы лишь для монодисперсной примеси.

В случае полидисперсной примеси справедливо соотношение

$$\kappa = \kappa_a + \kappa_b + \dots, \quad (14)$$

где $\kappa_a, \kappa_b, \dots$ — весовые концентрации частиц с диаметрами D_a, D_b, \dots .

Пусть скорости, до которых разгоняются частицы разных размеров $v_{\text{па}}, v_{\text{пб}}, \dots$. Тогда уравнение (4) для полидисперсной смеси имеет вид

$$v'_0 - v' = \kappa_a v_{\text{па}} + \kappa_b v_{\text{пб}} + \dots \quad (15)$$

Дальнейший расчет строится на совместном решении системы уравнений (13), записанных для частиц каждого размера, и уравнения (15). В результате можно определить при $y = l_{\text{т}}$ величины $v_{\text{па}}, v_{\text{пб}}, \dots$ и значение $v'_{\text{к}}$, которое подставляется в (6) и дает величину $d\delta / dx$ для полидисперсной смеси. Остальные параметры струи (поля концентраций и скорости, изменение толщины струи по ее длине и др.) отыскиваются с помощью законов сохранения суммарных значений импульса и массы примеси.

Расчеты несколько осложняются при учете неравенства местных осредненных скоростей газа и твердых частиц. Если эти скорости различаются, то ввиду вращения твердых частиц (из-за завихренности потока) возникает аэродинамическая подъемная сила, которая перемещает частицы в направлении, перпендикулярном к оси струи; это сказывается на характере зависимости $\eta_{\text{п}}(\kappa_m)$. Соответствующая кривая на рис. 1 не учитывает влияния данного фактора.

Имеющиеся опытные данные не противоречат описанной упрощенной теории; для ее более строгой оценки необходимо провести тщательные и подробные экспериментальные исследования.

Московский авиационный институт
им. С. Орджоникидзе

Поступило
20 VI 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1 Г. Н. Абрамович, Теория турбулентных струй, М., 1960. 2 А. С. Гиневский, К. К. Федяевский, Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, № 3 (1959).