

из результатов вычислений. Температуру на поверхности теплоизолированной пластинки для ламинарного течения в слое можно выразить следующей приближенной формулой:

$$T_r = T_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} r M_\infty^2 \right), \quad (7.102)$$

где коэффициент восстановления $r \approx Pr^{1/2}$. Если $Pr = 1$, то температура восстановления совпадает с температурой торможения, что следует и непосредственно из формулы (7.96). Полагая для воздуха $Pr = 0,72$, получим $r \approx 0,85$.

Расчеты, выполненные для турбулентного течения в пограничном слое плоской пластинки, показали, что формула (7.102) пригодна и для этого случая, но коэффициент восстановления r оказывается равным $r \approx Pr^{1/3}$, что при $Pr = 0,72$ дает численное значение $r \approx 0,90$. Формула (7.102) была экспериментально проверена для пластинок и трубопроводов, причем было обнаружено хорошее соответствие ее с действительностью.

§ 29. Теплоотдача на плоской пластинке. Зависимость между трением и теплоотдачей

Одной из основных задач при расчете теплового пограничного слоя является определение потока тепла (теплоотдачи) от среды к телу. Эта задача сводится к определению коэффициента теплоотдачи α в формуле

$$q = -\alpha (T_{\delta_T} - T_w) = \alpha \vartheta_{\delta_T},$$

где q есть количество тепла, протекающее в единицу времени сквозь поверхность, площадь которой равна единице. Коэффициент α может быть вычислен, если известен температурный градиент на поверхности тела; в самом деле, по закону Фурье тот же тепловой поток q равен

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0},$$

и сравнивая оба выражения для q , находим:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\vartheta_{\delta_T}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{\lambda}{\vartheta_{\delta_T}} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)_{y=0}.$$

Примем для $(\partial \vartheta / \partial y)_{y=0}$ его приближенное выражение по формуле (7.99): $(\partial \vartheta / \partial y)_{y=0} = 3/2 \cdot \vartheta_{\delta_T} / \delta_T$, тогда коэффициент теплоотдачи получится равным

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{\delta_T}.$$

Переходя здесь от толщины теплового слоя δ_T к толщине вязкого слоя δ по формуле (7.101), будем иметь:

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{\delta} \text{Pr}^{1/3}.$$

Таким образом, коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален толщине пограничного слоя, т. е. наибольший поток тепла имеет место у входного ребра пластинки и он убывает при удалении от входного ребра. Как известно, аналогично распределено вдоль пластинки касательное напряжение τ_0 . Выясним, связаны ли между собой α и τ_0 . Вспомним с этой целью, что при ламинарном течении в пограничном слое касательное напряжение на поверхности пластинки равно $\tau_0 = 0,664 \frac{\rho V^2}{2} \sqrt{\frac{\nu}{Vx}}$ (формула (7.13)), а толщина пограничного слоя $\delta = 4,90 \sqrt{\frac{\nu x}{V}}$. Из этих формул следует, что

$$\overline{\tau_0} = \frac{\tau_0}{\rho V^2} = 3,25 \frac{\nu}{V\delta}.$$

Сопоставляя последнее выражение с выражением для α , находим, что при ламинарном течении

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda V}{\nu} \overline{\tau_0} \text{Pr}^{1/3} = \frac{\overline{\tau_0}}{2} \text{Pr}^{-2/3} \rho c_p V. \quad (7.103)$$

Мы видим отсюда, что коэффициент теплоотдачи пропорционален коэффициенту трения. Это соотношение является частным случаем общей аналогии, предположенной Рейнольдсом, между трением и теплоотдачей в газе. Аналогия здесь основана на том, что как теплопередача путем конвекции, так и трение в газе являются следствием переноса масс. Более подробное исследование показывает, однако, что эту аналогию нельзя считать строго справедливой во всех случаях; тем не менее она часто бывает удобной для практических расчетов.

Равенство (7.103) можно представить в различных безразмерных формах. Если его умножить почленно на L/λ , где L есть характерный размер, то в левой части получится безразмерная величина — местное число Нуссельта $\text{Nu}_x = \alpha L/\lambda$ и мы будем иметь:

$$\text{Nu}_x \approx \frac{\overline{\tau_0}}{2} \text{R}_x. \quad (7.104)$$

Если обе части равенства (7.103) разделить на $\rho c_p V$, то в левой части получится так называемое число Стэнтона $\text{St}_x = \alpha/\rho c_p V$ и равенство (7.103) запишется в виде

$$\text{St}_x \approx \frac{\overline{\tau_0}}{2} \text{Pr}^{-2/3}. \quad (7.105)$$

Индекс x в последних двух формулах указывает, что как число Нуссельта, так и число Стэнтона вычислены по местному значению коэффициента теплоотдачи α и являются переменными вдоль пластинки. Множитель $Pr^{-2/3}$ в последней формуле называется *коэффициентом аналогии Рейнольдса* для данного случая.

От местных величин в последних двух формулах можно перейти к величинам, характерным для пластинки в целом. Если последнюю формулу умножить почленно на dx , проинтегрировать по длине пластинки и разделить на ее длину L , то получим:

$$St \approx \frac{c_x}{2} Pr^{-2/3}. \quad (7.106)$$

Вычисления показывают, что последнее равенство приближенно можно считать справедливым не только для ламинарного, но и для турбулентного течений. Подставляя сюда вместо c_x его выражение для продольно обтекаемой плоской пластинки, получим, что в случае ламинарного течения

$$St = \frac{1}{2} \frac{1,328}{R^{1/2} Pr^{2/3}} = 0,664 R^{-1/2} Pr^{-2/3},$$

а в случае турбулентного течения

$$St = \frac{1}{2} \frac{0,074}{R^{1/5} Pr^{2/3}} = 0,037 R^{-1/5} Pr^{-2/3}.$$

Если учитывать нагрев поверхности пластинки, то тепловой процесс нельзя рассматривать как адиабатический и необходимо принимать во внимание зависимость плотности от температуры. Расчеты показывают, что и в этом случае для приближенного определения теплоотдачи пластинки можно применять последние формулы, однако плотность и другие величины, зависящие от температуры, нужно вычислять не по температуре окружающей среды, а по некоторой температуре, средней по сечению пограничного слоя, которая называется *определяющей температурой*. Решение уравнения теплопроводности для ламинарного течения в пограничном слое приводит к следующей формуле для определяющей температуры T_* :

$$T_* = \frac{1}{2}(T_\delta + T_w) + 0,22(T_r - T_\delta).$$

Приближенно можно пользоваться этой зависимостью и для турбулентного течения в слое.

Формулы для коэффициента теплоотдачи, выведенные в этом параграфе, показывают, что для уменьшения нагрева следует уменьшать трение на поверхности тела. В частности, на входных острых кромках обтекаемых тел, где коэффициенты теплоотдачи и трения неограниченно велики, можно уменьшить тепловой поток с помощью небольшого *затупления (закругления) носка*. Так, например,

для конуса весьма малое закругление носка (радиусом порядка 0,5% от радиуса основания) приводит к уменьшению теплового потока на 30—40%. Для уменьшения аэродинамического нагрева поверхности тела следует, кроме того, ламинаризовать пограничный слой. Этого также можно достигнуть с помощью небольшого затупления носка, ибо при затуплении возникает отрицательный по знаку продольный градиент давления, способствующий сохранению ламинарного течения в пограничном слое. Так, например, на конусе длиной 7,5 м при $M_{\infty} = 15$ затупление носка смещает точку перехода с 4% длины образующей от носка до конца образующей. Ламинарное течение в пограничном слое может быть организовано искусственно и другими способами, например, отсасыванием пограничного слоя.

Для поглощения тепловых потоков, направленных от пограничного слоя к поверхности тела, применяются также различные обмазки поверхности. Расплавляясь и испаряясь при полете с большой скоростью, они поглощают значительное количество тепла. Следует, однако, иметь в виду, что оплавление обмазок и испарение с поверхности тела могут существенно изменить его аэродинамические характеристики.

§ 30. Способы управления пограничным слоем

Знание законов движения жидкости в пограничном слое открывает широкие перспективы улучшения аэродинамических характеристик обтекаемых тел. Используя эти законы, можно активно воздействовать на движение жидкости в пограничном слое и изменять это движение в нужном направлении.

В предыдущих параграфах уже указывались некоторые возможности управления пограничным слоем. Мы видели, например, что можно «затянуть» переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный и, следовательно, уменьшить сопротивление трению, если изменить форму тела так, чтобы точка минимума давления сместилась по направлению к кормовой точке. Можно добиться и обратного эффекта, т. е. раннего перехода ламинарного течения в слое в турбулентное, если искусственно турбулизовать пограничный слой или набегающий поток. Точка отрыва слоя при этом сдвигается вдоль контура к кормовой точке и уменьшается сопротивление от давлений. Однако изложенным далеко не исчерпываются задачи и способы управления пограничным слоем (сокращенно — УПС).

Можно указать *две основные задачи* управления пограничным слоем. Одна из этих задач состоит в предотвращении или, во всяком случае, в *затягивании отрыва пограничного слоя*. Другая из этих задач состоит в предотвращении или, во всяком случае, в *затягивании перехода* ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Иными словами, первая задача заключается в перемещении точки отрыва слоя к хвосту тела, вторая — в перемещении точки перехода к хвосту тела.