

Течение внутри турбулентного П. с. носит пульсационный, хаотич. характер: давление, плотность, скорость, темп-ра, концентрации и др. характеристики поля течения быстро изменяются, пульсируют, и притом хаотически. В этом случае при матем. описании течения каждый параметр можно представить в виде суммы осреднённого по времени, или среднего, значения и пульсационного. Напр.,  $u = \bar{u} + u'$ ,  $T = \bar{T} + T'$ . Интеграл по времени от пульса, составляющий любого параметра за достаточно большой интервал времени  $\Delta t$  (строго говоря, при  $\Delta t \rightarrow \infty$ ) равен нулю

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} u' dt = \bar{u}' = 0, \quad \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} T' dt = \bar{T}' = 0.$$

Однако осреднённые значения произведений пульса, составляющих разл. параметров могут и не обращаться в нуль, что свидетельствует о корреляции между пульсациями. Именно корреляция между пульсациями разл. параметров объясняет нек-рый дополнит. механизм передачи кол-ва движения, энергии и диффузии в поперечном направлении.

Дифференц. ур-ния турбулентного П. с. имеют тот же вид, что и ур-ния ламинарного П. с. (1) — (5), с той лишь поправкой, что входящие в эти ур-ния коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии представляются в виде суммы молекулярной и турбулентной составляющих. Вследствие наличия в этих ур-ниях турбулентных коэф. переноса вся система ур-ний турбулентного П. с. оказывается незамкнутой. Поэтому для получения приближённых решений ур-ний турбулентного П. с. привлекаются дополнит. гипотезы и допущения. В частности, весьма плодотворной оказалась предложенная Л. Прандтлем гипотеза «пути перемешивания»  $l$ , позволяющая выразить коэф. турбулентной вязкости  $\mu_T$  через ср. плотность и градиент ср. скорости

$$\mu_T = \bar{\rho} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (11)$$

С помощью аналогичных выражений могут быть представлены также коэф. турбулентной теплопроводности и коэф. турбулентной диффузии.

В общем случае турбулентный П. с. можно по высоте разделить на 3 области (рис. 5): пристеночный ламинарный подслои, где турбулентные пульсации затухают

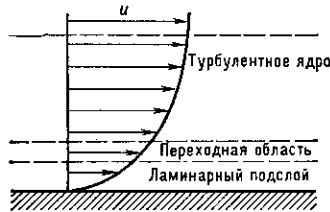


Рис. 5. Внутреннее строение турбулентного пограничного слоя.

и решающую роль играют молекулярные вязкость и теплопроводность; турбулентное ядро, в к-ром турбулентные вязкость и теплопроводность существенно превышают соответствующие молекулярные переносные свойства, и промежуточную переходную область. В результате многочисленных эксперим. исследований установлено, что распределение скорости внутри турбулентного ядра описывается нек-рым универсальным эмпирич. законом

$$\frac{u}{u_*} = 5,6 \lg \frac{yu_*}{\nu} + 4,9,$$

где  $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$  — т. н. скорость сдвига, или динамич. скорость, а  $\nu = \mu/\rho$  — кинематич. вязкость. Следует отметить, что логарифмич. закон распределения скорости внутри турбулентного ядра П. с. может быть получен исходя из ф-лы Прандтля для турбулентной вязкости (11) в предположении, что входящий в эту ф-лу

путь перемешивания  $l$  пропорц. расстоянию от стенки. При построении приближённых методов расчёта турбулентного П. с. широко используются также степенные профили скорости и темп-ры

$$\frac{u}{u_*} = \left( \frac{y}{\delta} \right)^{1/n}, \quad \frac{T_0 - T_w}{T_{01} - T_w} = \left( \frac{y}{\delta_T} \right)^{1/n_1},$$

где  $T_0$ ,  $T_{01}$  и  $T_w$  — соответствующие темп-ры торможения в П. с., на границе П. с. и стенки. Значения показателей степени для дозвуковых скоростей изменяются от  $1/7$  до  $1/9$  при увеличении числа Рейнольдса и несущественно возрастают при больших числах Маха.

В прикладных расчётах трения, тепло- и массообмена в турбулентном П. с. наиб. распространение получили полуэмпирич. методы, в частности метод, основанный на эксперим. данных по турбулентному трению на плоской пластине (аналогия процессов теплообмена и трения и введение понятия «эффективной длины»). Эксперим. данные по турбулентному коэф. трения на плоской пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком, могут быть представлены аппроксимационной ф-лой

$$c_{fw} = 0,059 Re_w^{0,8} \left( \frac{T_w}{T_e} \right)^{0,4} \left( 1 + r \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{0,11},$$

где  $c_{fw} = 2\tau_w/\rho_w u_*^2$  — коэф. поверхностного трения,  $Re_w = \rho_w u_* x/\mu_w$  — число Рейнольдса,  $T_e = T_1 (1 + r(k-1)M_1^2/2)$  — равновесная темп-ра стенки,  $r$  — коэф. восстановления темп-ры,  $M_1$  — число Маха внеш. потока,  $k = c_p/c_v$  — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме.

Предположение об аналогии процессов теплообмена и трения, следующее из самого вида ур-ний П. с., позволяет для безразмерного коэф. теплообмена на пластине — Нуссельта числа  $Nu$  — записать ф-лу, к-рая хорошо согласуется с имеющимися эксперим. данными:

$$Nu_w = \frac{\alpha x}{\lambda_w} = 0,0296 Re_w^{0,8} Pr_w^{0,43} \left( \frac{T_w}{T_e} \right)^{0,4} \left( 1 + r \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{0,11}$$

( $\alpha$  — коэф. теплоотдачи,  $\lambda_w$  — коэф. теплопроводности газа на стенке). Для переноса этой зависимости на случай П. с. на теле произвольной формы может быть использован предложенный В. С. Авдуевским метод «эффективной длины», предполагающий, что тепловой поток в рассматриваемой точке тела будет таким же, как в нек-рой точке на пластине при одинаковых местных параметрах течения и при условии, что в рассматриваемых точках тела и пластины толщины потери энергии  $\delta^{***}$  (8) также одинаковы. Т. о., задача теплообмена сводится к определению эфф. длины пластины, для к-рой достигается необходимое значение толщины потери энергии. Если темп-ра стенки постоянна, то, напр., для осесимметричного тела при произвольном распределении давления вдоль поверхности эфф. длина  $x_{эф}$  равна

$$x_{эф} = \frac{1}{r^{1/4} \rho_w u_*} \int_0^x R^{3/4} \rho_w u_* dx,$$

где  $R$  — переменный радиус поперечного сечения тела, а  $u_*$  — скорость жидкости или газа на внеш. границе П. с.

Течение в П. с. оказывает решающее влияние на явление отрыва потока от поверхности обтекаемого тела как во внешних (напр., обтекание крыла), так и во внутренних (напр., течение в диффузоре) течениях. Отрыв происходит в результате совместного действия двух осн. факторов — торможения жидкости в П. с. и воздействия перепада давления. Внутри П. с. скорость жидкости или газа уменьшается и её кинетич. энергии оказывается недостаточно для преодоления возрастающего давления. В результате вблизи поверхности возникает область возвратного течения, П. с. утолщается