

ВВЕДЕНИЕ

В монографии [5] обобщены результаты исследований, выполненных её авторами, процессов, происходящих в непосредственной близости от гладкой стенки в продольно-однородных потоках. Известно, что на протяжении многих лет проблема турбулентности подвергалась многостороннему рассмотрению, однако до сих пор её нельзя считать решенной даже для случаев простейших продольно-однородных течений. Эти течения, то есть течения в круглых трубах и плоских каналах, естественным образом рассматривались в первую очередь, чтобы получить необходимые начальные результаты, сформулировать основополагающие точки зрения, разработать приемлемые модели строения турбулентного потока и т.д. Большую роль в этом процессе сыграли экспериментальные исследования и, в особенности, интенсивное развитие экспериментальной техники и приборостроения. Так или иначе, но первоначально удалось предложить схематичное разделение турбулентного потока на две зоны: *пристенный слой*, в котором заметную роль играет вязкость жидкости, и *турбулентное ядро*, в котором её проявление ничтожно. Затем основное внимание было уделено схематизации строения пристенного слоя. Поначалу Л. Прандтль, как хорошо известно, предложил считать, что пристенный слой представляет собой слой, в котором течение жидкости является *ламинарным*. Он получил название *ламинарный пограничный слой* (ЛПС). Эта прандтлева модель строения турбулентного потока позволила получить выражение для распределения осреднённых скоростей по живому сечению: в пределах ЛПС оно принималось *линейным*, а в турбулентном ядре - *логарифмическим*. Толщина ЛПС по Л. Прандтлю равнялась $11,6 \frac{v}{u_*}$, где $\frac{v}{u_*}$ - так называемый внутренний линейный масштаб, v - кинематический коэффициент вязкости; u_* - динамическая скорость.

Однако опытные данные, полученные рядом исследователей (см. например, [5]), полностью разрушили представление, довольно прочно овладевшее умами об ЛПС. Было доказано, что пульсационные движения жидкости доходят до твердой границы

потока. Отметим, что как это ни странно, но прандтлево понятие об ЛПС иногда используется и в наши дни.

В последующее время были предложены различные модели строения пристенного слоя, толщиной $\delta_{сл}$. Наиболее приемлемой и получившей широкое распространение оказалась трёхслойная модель Кармана, который предположил, что линейное распределение скоростей имеет место в слое постоянного значения касательных напряжений, толщиной в $5 \frac{V}{u_*}$. Между этим слоем и турбулентным

ядром находится, так называемый, *буферный слой*, в котором скорость плавно переходит от линейного к логарифмическому.

Радикальный шаг в развитии представлений о структуре пристенного слоя был сделан, первоначально, по-видимому, Е. Мерфи, а затем А. Таунсендом [11] и А.С. Мониным и А.М. Ягломом. (подробности в [9]), которые предложили для представления зависимости рейнольдсовых напряжений и осреднённой скорости вблизи гладкой стенки разложения их в ряд Тейлора. А. Таунсенд ограничился формальной записью этого разложения, а в [9] была предпринята попытка анализа знака у пятого члена ряда. По-видимому, авторам [9] было известно, что этот член имеет положительный знак, поэтому, преследуя свои цели, они с большой оговоркой, ссылаясь на то, что по имеющимся результатам экспериментальных измерений неизменно оказывалось, что второй статистический момент $\overline{u'_x u'_z}$ (где u'_x, u'_z – пульсационные скорости), отрицателен. Основываясь на этих данных, полученных на расстояниях от стенки больших $5 \frac{V}{u_*}$ и, безусловно, на этих

расстояниях справедливых, А.С. Монин и А.М. Яглом дополнительной ссылкой на интуитивные представления присвоили пятому члену знак минус.

Однако обнаружили опытные данные, которые свидетельствовали о том, что при приближении к стенке вторые статистические моменты имели тенденцию к смене знака (см. [6]), а опыты Х. Эккельмана добавили уверенности в этом.

Далее, в [5] удалось доказать, что пятый член в разложении Тейлора имеет положительный знак. В конечном счёте, это обстоятельство привело к открытию № 376, согласно которому в

ближайшей окрестности от стенки (на расстояниях до $2\frac{\nu}{u_*}$) имеет

место слой, в котором течение жидкости происходит с отрицательной турбулентной вязкостью. Последнее означает, что в этом слое часть кинетической энергии турбулентности возвращается осреднённому течению. В процессе доказательства соответствующей теоремы в [5] были выявлены основные геометрические параметры эпюры распределения отрицательной турбулентной вязкости по нормали к стенке на очень малых расстояниях от нее. Последнее позволило предложить пятислойную схему строения турбулентного потока. С помощью вычислительного эксперимента была представлена вся эпюра распределения турбулентной вязкости ν_t по всей толще потока. В этом случае распределение осреднённых скоростей находится простым интегрированием уравнения равномерного движения (частично численным, а частично – аналитическим). Полученные в [5] формулы не имеют никаких поправочных коэффициентов.

Кроме того, если в существующих моделях строения турбулентного потока, размеры зон имеют определённую величину, то в модели, предложенной в [5], толщины пяти введённых зон считаются зависящими от числа Рейнольдса Re и относительной эквивалентной шероховатости $\frac{\Delta_\varepsilon}{L}$, где L – поперечный размер потока. Предложен способ их определения.

Расчет по предложенным в [5, 7] формулам предусматривает использование сравнительно простого программного обеспечения.

Для облегчения их использования в проектной или учебной практике в данной книге предложены таблицы безразмерных скоростей в различных зонах живого сечения, в том числе и в пределах пристенного слоя, что важно, например, при теплотехнических расчетах, расчетах размыва русел, гидротранспорта и т.п.

Таблицы составлены для очень широкого диапазона чисел Рейнольдса и относительных эквивалентных шероховатостей.

Кроме таблиц в книге приведены примеры построения графиков зависимости $\bar{u}(z)$, а также приложены программы для ЭВМ.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Главной задачей гидромеханики жидкости и газа является получение закономерностей распределения скоростей в потоке. Основные трудности связаны с возникновением турбулентного режима течения жидкости при превышении числом Рейнольдса некоторого критического значения. При турбулентном течении жидкости ставить задачу о распределении скоростей не представляется возможным ввиду их стохастической природы. Обычно при турбулентном режиме движения ставится задача об определении поля *осреднённых* скоростей. Возможны варианты, когда поле скоростей осредняется по времени (то есть по предложению О. Рейнольдса) или, в другом случае, по ансамблям. Далее всюду будем предполагать рейнольдсов подход к рассмотрению турбулентных течений. В 1835 г. О. Рейнольдс [19] получил уравнения движения осреднённого турбулентного течения жидкости. Полученная им система уравнений оказалась *незамкнутой*, что породило проблему замыкания системы.

Проблема турбулентности оказалась настолько сложной, что до сих пор не получено окончательных решений даже для самых простых случаев *продольно-однородного* течения жидкости, хотя для них предложено наибольшее число полуэмпирических подходов, что представляется вполне естественным.

Далее изложение посвящено исключительно случаю простейшего турбулентного движения жидкости в продольно-однородных потоках. Предполагается, что в каждой точке истинная скорость расщепляется на осреднённую (независящую от времени) и пульсационную составляющие

$$u(t) = \bar{u} + u'(t), \quad (1.1)$$

где $u(t)$ – истинная скорость в данной точке с координатами x, y, z ; \bar{u} – осреднённая скорость; $u'(t)$ – пульсационная скорость в той же точке.

Осреднённая скорость \bar{u} находится с помощью процедуры осреднения по времени с помощью соотношения

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt, \quad (1.2)$$

когда период осреднения T стремится к бесконечности. Приведённую операцию проводят со всеми компонентами скорости. В результате получают

$$\begin{aligned}\bar{u}_x &= \frac{1}{T} \int_0^T u_x dt; \\ \bar{u}_y &= \frac{1}{T} \int_0^T u_y dt; \\ \bar{u}_z &= \frac{1}{T} \int_0^T u_z dt.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Напряжение трения τ в продольно-однородном ламинарном потоке связано с градиентом скорости согласно гипотезе Ньютона выражением

$$\frac{\tau_l}{\rho} = \nu \frac{du}{dz}.$$

В таком же, но турбулентном потоке, когда появляются дополнительные касательные напряжения Рейнольдса, напряжение трения оказывается равным

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_l}{\rho} + \frac{\tau_\tau}{\rho} = \nu \frac{d\bar{u}}{dz} - \overline{u'_x u'_z},$$

где τ – общее, τ_l – ламинарное, τ_τ – турбулентное касательное напряжение.

Согласно Буссинеску (1897), обычно считают, что

$$-\overline{u'_x u'_z} = \nu_\tau \frac{d\bar{u}}{dz},\tag{1.4}$$

где u'_x и u'_z – пульсационные скорости; \bar{u} – осредненная скорость; ν_τ – кинематический коэффициент турбулентной вязкости или вихревая вязкость.

Тогда можно записать, что

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \nu_\tau) \frac{d\bar{u}}{dz},\tag{1.5}$$

где $(\nu + \nu_\tau)$ – часто называют *эффективной* вязкостью.

Относительно введенного Буссинеском соотношения (1.2) некоторые скептики полагают, что оно не всегда вполне удачно описывает связь τ_τ с градиентом скорости.

На это можно возразить, что гипотеза Буссинеска, в случае продольно-однородных течений, фактически, и не является таковой и

не устанавливает новой связи, а лишь *заменяет* одну неизвестную τ_t другой неизвестной v_t , однозначно связанной с первоначальной, в которой все величины определяются из одних и тех же опытных данных:

$$v_t = - \frac{\overline{u_x u_z}}{\frac{du}{dz}}. \quad (1.6)$$

Соотношение Буссинеска имеет то преимущество, что оно позволяет оба типа касательных напряжений τ_n и τ_t выразить через градиент осредненной скорости (1.5).

Согласно [9], формулируя разумные гипотезы относительно зависимости $v_t = v_t(z)$, можно получать различные формулы о распределении осредненных скоростей. Для этого достаточно решить уравнение

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*^2}{v + v_t} \left(1 - \frac{z}{L} \right), \quad (1.7)$$

где z – расстояние от стенки по нормали к оси потока x ; L – характерный размер потока ($L = r_0$ для трубы, $L =$ глубине плоского вертикального потока, $L = B/2$ – полуширине плоского напорного горизонтального потока).

Полученное решение можно сравнивать с экспериментальными распределениями скоростей, оценивать достоинства введенной гипотезы, вводить поправки и т.п. Таким путем следовали родоначальники феноменологических теорий турбулентности Л. Прандтль [17], Т. Карман [15] и многие другие.

Собственно, у них и не было другого выбора, поскольку не существовало инструментального сопровождения, позволяющего надежно и напрямую измерять одноточечные статистические моменты $-\overline{u_x u_z}$.

В настоящее время, когда имеются соответствующие измерительные средства, в том числе и невозмущающие (термоанемометры, высокоскоростная киносъемка, лазерные доплеровские измерители скорости, акустические измерители скорости и т.п.), на наш взгляд, нет необходимости прибегать к описанному выше подходу, проще и надежнее использовать экспериментальные данные о распределении $\overline{u_x u_z}$ вдоль z и с помощью зависимости (1.6) переходить к v_t и строить связь $v_t = v_t(z)$,

а затем уже находить распределение скоростей $\bar{u} = \bar{u}(z)$ и производить сопоставление этой зависимости с опытом, то есть применять *обратный* метод.

В этом случае никаких дополнительных поправок в закон распределения осредненных скоростей вводить не потребуется. Необходимо лишь правильно отразить экспериментальную взаимосвязь v_T и $-\overline{u_z' u_z'}$.

Создатели феноменологической теории турбулентности (Л.Прандтль, Карман, Тейлор и т.д.) пришли к обоснованному выводу о том, что турбулентный поток должен делиться на две части – *пристенный слой* и *турбулентное ядро*. В первой, по их предположению, должно сильно проявляться влияние вязкости жидкости на структуру течения, а во второй, наоборот, - её влияние, оказывается ничтожным.

Постепенно накапливались опытные свидетельства о более или менее серьёзных расхождениях между экспериментальными данными и расчетом по Л. Прандтлю, что привело к появлению множества «поправок» к его формуле. Они появляются до сих пор. Большинство поправок касается формул для определения длины пути смешения, то есть, в конечном счете, определения v_T . Имеются и многие другие. Наиболее удачными и достаточно широко признанными являются поправки И. Ротта [10], Ван Дриста [4], Р. Дейслера [14], Д. Коулза [13] и т.д.

Какими возможностями располагали исследователи, пытавшиеся получить закон распределения осреднённых скоростей по живому сечению в продольно-однородных потоках?

Их всего два. Либо делать те или иные предположения относительно распределения турбулентной вязкости по живому сечению, то есть задавать $v_T = v_T(z)$ и, подставив его в уравнение (1.7), проинтегрировать последнее. Полученное выражение будет представлять искомый закон. Остаётся выполнить процедуру сопоставления данных расчёта по полученной зависимости с надёжными экспериментальными результатами. В случае расхождения его обычно компенсируют введением корректирующих поправок. При этом, очевидно, вводимые поправки не могут быть универсальными, для каждой формулы они свои.

Вторая возможность заключается в накоплении и обработке экспериментальных данных в пределах возможно большего

диапазона расстояний от стенки относительно распределения кинематического коэффициента турбулентной вязкости ν_T (далее просто турбулентной вязкости), аппроксимации его тем или иным способом, подстановке в уравнение (1.7) и интегрировании его. Если бы $\nu_T = \nu_T(z)$ было бы точным, то вторым способом удалось бы сразу получить точный закон распределения осреднённых скоростей. Однако надёжные данные о распределении $\nu_T(z)$ не достигают твёрдой стенке на расстояниях меньших, чем $5 \frac{\nu}{u_*}$. Подавляющее

число исследователей полагают, что на таком малом расстоянии можно не решать задачу о распределении $\bar{u}(z)$, а принять его *линейным*. Проиллюстрируем это обстоятельство табл. 1, в которой приведена краткая сводка наиболее известных формул для распределения осреднённых скоростей в рассматриваемых условиях.

Здесь и далее используются общепринятые обозначения безразмерных величин $u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*}$; $u_* = \bar{u} / \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$, где \bar{u} – осреднённая скорость; τ_0 – касательное напряжение на стенке; ρ – плотность; $y^+ = \frac{yu^+}{\nu}$; то же для z , где y или z – расстояния от стенки.

Таблица 1

Формулы для распределения осреднённых скоростей

Автор	Область применения	Формула
Прандтль [17]	$0 \leq y^+ \leq 11,6$	$u^+ = y^+$
Тейлор [22]	$11,6 \leq y^+$	$u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5$
Карман [15]	$0 \leq y^+ < 5$ $5 \leq y^+ < 30$ $30 \leq y^+$	$u^+ = y^+$ $u^+ = 5 \ln y^+ - 3,05$ $u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5$
Рейхардт [18]	$0 \leq y^+$	$u^+ = 2,5 \ln(1 + 0,4y^+) + 7,8[1 - e^{-y^+/11} - (y^+/11) e^{-0,33y^+}]$
Дейслер [14]	$0 \leq y^+ < 26$ $26 \leq y^+$	$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{1 + n^2 u^+ y^+ (1 - e^{-n^2 u^+ y^+})}$ $n = 0,124$ $u^+ = 2,78 \ln y^+ + 3,8$
Ван Дрист [4]	$0 \leq y^+$	$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2dy^+}{1 + \{1 + 0,64y^{+2}[1 - \exp(-y^+/26)]^2\}^{1/2}}$
Рэнни	$0 \leq y^+ < 27,5$ $27,5 \leq y^+$	$u^+ = 14,54 \tanh(0,0688y^+)$ $u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5$
Сполдинг [20]	$0 \leq y^+$	$y^+ = u^+ + 0,1108 \cdot \left\{ e^{0,4u^+} - 1 - 0,4u^+ - \frac{(0,4u^+)^2}{2!} - \frac{(0,4u^+)^3}{3!} - \frac{(0,4u^+)^4}{4!} \right\}$

Отметим, что по данным таблицы 1 можно заключить, что авторы четырех последних зависимостей сделали, фактически, попытку уйти от необходимости принятия линейного закона распределения осреднённой скорости вблизи стенки.

В книге [5] авторы с учетом разложения осреднённой скорости и второго статистического момента при продольно-однородном течении жидкости в ряд Тейлора получили ряд граничных условий для раскладываемых величин. Последнее позволило более надежно аппроксимировать распределение турбулентной вязкости поперёк потока. В процессе анализа полученных результатов авторами удалось доказать теорему о наличии у гладкой стенки слоя жидкости, в котором течение происходит при отрицательной турбулентной

вязкости. Другими словами, существует слой, в пределах которого происходит частичный возврат кинетической энергии турбулентности осреднённому течению. Этот факт был признан открытием. С его учетом в [5] на основе вычислительных экспериментов была аппроксимирована зависимость турбулентной вязкости $\nu_T(y)$ (или $\nu_T(z)$) во всем диапазоне расстояний от стенки $0 < y \leq L$, где L - либо радиус трубы r_0 , либо глубина плоского потока H .

Авторами в [5] для достижения приемлемой точности модель турбулентного продольно-однородного потока представлена пятислойной схемой, в которой пристенный слой делится на три слоя:

а) слой с отрицательной турбулентной вязкостью $\nu_T(y) < 0$ при $0 \leq y \leq \delta_{(-)}$;

б) слой с возрастающей положительной турбулентной вязкостью, описываемой кривой, обращенной выпуклостью вниз. Протяженность этого слоя $\delta_{(-)} \leq y \leq \delta_e$;

в) слой с возрастающей положительной турбулентной вязкостью, описываемой кривой, обращенной выпуклостью вверх. Протяженность этого слоя $\delta_e \leq y \leq \delta_a$.

Тогда получается, что толщина всего пристенного слоя, оказывается равной $\delta_{ст} = \delta_a$.

Принято, что соотношение $\delta_{(-)} : \delta_e : \delta_a = 1,5 : 30 : 70$. Толщина δ_a принята равной $a \frac{\nu}{u_*}$, где a – параметр, зависящий от числа Рейнольдса и относительной шероховатости.

В пределах, приведённых выше толщин зон пристенного слоя, значение турбулентной вязкости ν_T задавалось в табличной форме, причем каждая зона делилась на десять частей с постоянным шагом по толщине Δy^+ (или Δz^+). А в узловых точках ν_T принимало конкретное значение, полученное в специальном вычислительном эксперименте, и считалось не зависящим от толщины слоев [6].

Графическое представление принятой зависимости $\nu_T = \nu_T(y)$ приведено на рисунке 1.

Турбулентное ядро делится на две части. В примыкающей к пристенному слою части толщиной $\delta_{ст} \div Ar_0$ (для круглой трубы) или $\delta_{ст} \div AH$ (для плоского потока) принято, что $\nu_T = \kappa u_* y$. Параметр A зависит от значения числа Re_d (или Re_H) и относительной

эквивалентной шероховатости. Во второй части турбулентного ядра принято $\nu_T = Ak u_* r_0$ (или $Ak u_* H$).

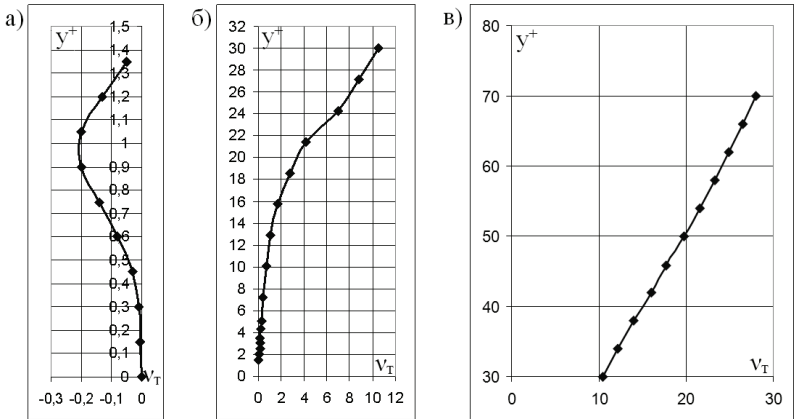


Рисунок 1 – График распределения $\nu_T(y)$ а – в слое толщиной $\delta_{(-)}$,
б – в слое толщиной δ_{θ} - $\delta_{(-)}$, в – в слое толщиной δ_a - δ_{θ} .

Это означает, что в первом слое турбулентного ядра распределение осреднённых скоростей является логарифмическим, а во второй - параболическим.

Контрольные вопросы к разделу 1

1. *Сформулируйте главную задачу гидромеханики.*
2. *Какие существуют режимы движения жидкостей?*
3. *На какие составляющие принято раскладывают истинную скорость при турбулентном движении?*
4. *Дайте определение понятию осреднённой скорости.*
5. *Из каких частей состоит напряжение трения при турбулентном движении жидкости?*
6. *Приведите выражение Буссинеска для турбулентного касательного напряжения при продольно-однородном течении жидкости.*
7. *Какие подходы можно использовать для получения зависимостей при получении зависимостей для распределения осреднённых скоростей ?*
8. *Как построена пятислойная модель продольно-однородного турбулентного потока, предложенная Л.И.Высоцким?*
9. *Как задаётся распределение коэффициента турбулентной вязкости в пределах пристенного слоя?*
10. *Как схематизируется распределение коэффициента турбулентной вязкости в пределах турбулентного ядра?*

2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСРЕДНЁННЫХ СКОРОСТЕЙ В ПРОДОЛЬНО-ОДНОРОДНЫХ ПОТОКАХ

2.1. Случай гладких стенок

В данном случае распределение осредненных скоростей, как указывалось, сводится к интегрированию уравнения равномерного движения (1.7), то есть к взятию определённого интеграла следующего вида:

$$\bar{u} = u_*^2 \int_0^y \frac{\left(1 - \frac{y}{L}\right)}{\nu + \nu_\tau} dy. \quad (2.1)$$

Этот интеграл расчленился на пять частей

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = u_* \left[\int_0^{\delta_{(-)}} f dy + \int_{\delta_{(-)}}^{\delta_g} f dy + \int_{\delta_g}^{\delta_a} f dy + \int_{\delta_a}^{AL} f dy + \int_{AL}^L f dy \right], \quad (2.2)$$

где $f = \frac{1 - \frac{y}{L}}{\nu + \nu_\tau}$ – подынтегральное выражение; $\frac{\bar{u}}{u_*}$ –

безразмерная осредненная скорость.

Так как значение функции $\nu_\tau(y)$ в зоне $0 \leq y \leq \delta_a$ задавались в табличной форме, то для вычисления первых трех интегралов использовались численные методы. Конкретнее, была использована формула Симпсона (см. [3]). Соответственно, для интервала значений $0 \leq y \leq \delta_a = \delta_{ст}$, осреднённые скорости были получены в табличной форме. Обычно при решении подобных задач предпочитают иметь дело с безразмерными величинами. В частности, для пристенной зоны предпочтительным является, так называемый, внутренний масштаб, который принимается за единицу длины. В этом масштабе расстояние y , например, выражается соотношением $y^+ = \frac{y u_*}{\nu}$. Если

перейти к соответствующим безразмерным величинам в пределах пристенного слоя, то первые три интеграла в (2.2) примут вид:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \int_0^{\delta_2^+} \frac{\left(1 - \frac{y^+}{L^+}\right) dy^+}{1 + \frac{\nu_\tau}{\nu}}. \quad (2.3)$$

Обычно принято в области турбулентного ядра сохранять координаты в безразмерном, отнесённом к характерной длине L , виде, то есть $\frac{y}{L}$ или $\frac{z}{L}$, где $L = r_0$ для круглых труб и $L = H$ для плоских потоков: $\bar{y} = \frac{y}{L}$, $\bar{z} = \frac{z}{L}$.

В этом случае два последних интеграла в (2.2) примут вид

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \text{Re}_{*L} \int_{\delta_a}^1 \frac{(1-\bar{y})d\bar{y}}{1 + \frac{v_\tau}{v}}, \quad (2.4)$$

где $\text{Re}_{*L} = \frac{u_* L}{\nu}$.

Этот интеграл допускает его вычисление аналитически. Во всех случаях отсчет y (или z) ведётся от поверхности гладкой стенки.

2.2. Случай шероховатых стенок

Если поверхность является шероховатой и известна её относительная эквивалентная шероховатость $\frac{\Delta_s}{L}$, где Δ_s – высота выступа эквивалентной шероховатости, то отсчет расстояний y или z производится от той же поверхности, что и ранее, то есть от поверхности, на которой расположена эквивалентная шероховатость. В этом случае интеграл (2.3) примет вид

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \int_0^{\delta_a^+} \frac{\left(1 - \frac{y^+}{L^+}\right) dy^+}{1 + \frac{v_\tau}{v}} = \frac{\bar{u}_{ct}}{u_*}, \quad (2.5)$$

где \bar{u}_{ct} – безразмерная скорость на границе между пристенным течением и турбулентным ядром.

Важное значение имеет величина осреднённой скорости на вершине выступа шероховатости \bar{u}_Δ . Она принималась равной осреднённой скорости на расстоянии равным Δ_s от стенки. Часть пристенного слоя на этом же расстоянии от стенки считается разрушенной и во внимание не принимается.

Конец ознакомительного фрагмента.

Приобрести книгу можно

в интернет-магазине

«Электронный универс»

e-Univers.ru