

Репик Е.У.
Соседко Ю.П.

Турбулентный пограничный слой



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 532.517.4

ББК 22.253.3

Р41

Репик Е. У., Соседко Ю. П. **Турбулентный пограничный слой. Методика и результаты экспериментальных исследований.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 312 с. — ISBN 978-5-9221-0822-5.

Книга посвящена экспериментальному исследованию связи квазиупорядоченной структуры турбулентного пограничного слоя с традиционно измеряемыми осредненными характеристиками течения в пограничном слое. Рассмотрен механизм периодического обновления течения в вязком подслое турбулентного пограничного слоя. Выявлено влияние высокого уровня турбулентности набегающего потока на интегральные характеристики турбулентного пограничного слоя. Исследовано влияние продольного градиента давления на коэффициент аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое с помощью разрушителей вихревых структур (РВС). Предложен способ измерения поперечного интегрального масштаба неоднородной турбулентности в пограничном слое. Рассмотрено влияние сжимаемости потока на величину допустимой высоты шероховатости. Приведена методика измерения параметров течения в пограничном слое с продольным градиентом давления в непосредственной близости от обтекаемой поверхности.

Книга предназначена для широкого круга специалистов в области исследования турбулентных течений.

© ФИЗМАТЛИТ, 2007

ISBN 978-5-9221-0822-5

© Е. У. Репик, Ю. П. Соседко, 2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
От авторов	7
Глава 1. Квазипорядоченная структура пристеночной турбулентности.	
Состояние вопроса	9
1.1. Квазипорядоченный характер течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя	9
1.2. Исследование периодической в поперечном направлении структуры течения в турбулентном пограничном слое вблизи обтекаемой поверхности ..	18
1.3. Методы условно-выборочного осреднения результатов измерений	23
1.4. Связь между периодической по z структурой течения и существованием продольно ориентированных вихрей	50
1.5. Взаимодействие крупномасштабных структур с пристеночной турбулентностью	57
1.6. Механизм периодического обновления течения в вязком подслое	65
1.7. Аналогия между взрывными явлениями в пристеночной области пограничного слоя и пятнами Эммонса	71
1.8. Модели турбулентного пограничного слоя, основанные на использовании квазипорядоченной структуры пристеночной турбулентности	77
Литература к главе 1.	93
Глава 2. Связь осредненных характеристик турбулентного пограничного слоя с процессами обновления вязкого подслоя в пристеночной области течения	99
2.1. Пространственно-временная картина течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя	100
2.2. Период обновления подслоя в турбулентном пограничном слое	110
2.3. Переमेжаемая структура течения в области вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя	120
2.4. Количественный анализ перемежаемости течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя	126
2.5. Связь осредненных характеристик турбулентного пограничного слоя с процессами обновления вязкого подслоя в пристеночной области течения ...	132
Литература к главе 2.	144
Глава 3. Влияние возмущающих факторов на характеристики турбулентного пограничного слоя	146
3.1. Влияние высокого уровня турбулентности набегающего потока на интегральные характеристики турбулентного пограничного слоя	146
3.2. Влияние продольного градиента давления на коэффициент аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое	170
3.3. Допустимая высота шероховатости обтекаемой поверхности	176
3.4. Исследование механизма снижения турбулентного поверхностного трения с помощью разрушителя вихревых структур (РВС), установленного в пограничном слое	195
3.5. Методы и результаты измерения поперечного и продольного масштабов турбулентности в турбулентном пограничном слое	204
Литература к главе 3.	213

Глава 4. Методика измерения осредненных параметров потока в вязком подслое турбулентного пограничного слоя	216
4.1. Влияние вязкости на показания трубки полного напора при измерении скорости потока в условиях малых чисел Рейнольдса	217
4.2. Влияние формы и размеров дренажного отверстия на погрешность измерения статического давления	226
4.3. Измерение скорости потока в вязком подслое турбулентного пограничного слоя с помощью трубки полного напора	237
4.4. Измерение скорости в вязком подслое с помощью термоанемометра	247
4.5. Измерение коэффициентов поверхностного трения в турбулентном пограничном слое при наличии в потоке продольного градиента давления	265
4.6. Измерение распределения температуры потока в вязком подслое турбулентного пограничного слоя	282
4.7. Экспериментальное определение точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный	285
4.8. Выбор турбулизатора, фиксирующего переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный	291
4.9. Влияние высокого уровня турбулентности потока на показания измерительных устройств	300
Литература к главе 4.	306

*Посвящается 90-летию Центрального
аэрогидродинамического института
имени профессора Н.Е. Жуковского*

Предисловие

Проблема турбулентности одна из сложнейших фундаментальных задач механики жидкости и газа, имеющих научное и практическое значение. Попытки решения этой проблемы теоретическим путем пока не увенчались успехом.

В последние годы получил развитие принципиально новый подход к изучению реальных процессов, протекающих в пристеночной области турбулентного пограничного слоя, основанный на применении более совершенных физических моделей течения, базирующихся на использовании новейших опытных данных. В связи с этим большое внимание уделяется экспериментальным исследованиям микроструктуры турбулентных течений, в которых используются методические приемы, позволяющие фиксировать не только усредненную картину течения в пограничном слое, но и мгновенные процессы, происходящие случайно в пространстве и во времени. Новые экспериментальные данные показывают, что в турбулентном пограничном слое вблизи обтекаемой поверхности течение имеет квазипорядоченный характер.

В предлагаемой книге приводятся результаты многолетних экспериментальных исследований структуры турбулентного пограничного слоя, полученные авторами в Центральном аэрогидродинамическом институте им. профессора Н.Е. Жуковского (ЦАГИ). Проводится анализ опытных данных и устанавливается их связь с осредненными характеристиками пограничного слоя.

Особое внимание уделяется разработке рациональных методов измерения параметров потока в непосредственной близости от обтекаемой поверхности, в области вязкого подслоя, где точные измерения весьма затруднены. Эти методические исследования авторов представляют самостоятельный интерес и могут быть рекомендованы для практического использования.

Получены опытные данные по влиянию высокого уровня турбулентности потока на результаты измерений интегральных характеристик турбулентного пограничного слоя (трение и теплообмен).

Представляют практический интерес результаты опытов по определению допустимой высоты шероховатости обтекаемой поверхности в турбулентном пограничном слое как при отсутствии, так и при наличии в потоке продольного градиента давления. Следует указать также на уникальные опыты по влиянию вязкости потока на показания измерительных приборов при малых числах Рейнольдса.

В целом материалы, приведенные в книге, представляют интерес для широкого круга специалистов в области механики жидкости и газа.

Член-корреспондент РАН,
профессор *В.Г. Дмитриев*

От авторов

В последние годы большое внимание уделяется исследованию фундаментальных свойств течения в турбулентном пограничном слое, позволяющих по-новому трактовать механизм процессов, протекающих в пограничном слое. Было установлено, что в зоне вязкого подслоя происходят выбросы небольших объемов замедленной жидкости от обтекаемой стенки во внешнюю область пограничного слоя и вторжения ускоренной жидкости из внешней области в пристеночную зону пограничного слоя. Эти явления, связанные с обновлением течения в подслое, имеют непосредственное отношение к порождению турбулентности в пограничном слое и происходят со строгой периодичностью в статистическом смысле.

В зарубежной и отечественной экспериментальной практике накоплена обширная количественная информация о пространственной и временной структуре упорядоченного течения в турбулентном пограничном слое. Однако результаты этих исследований практически не используются при разработке новых эффективных методов расчета интегральных характеристик турбулентного пограничного слоя.

Известные методы расчета основаны главным образом на использовании осредненных опытных данных и не учитывают условно-выборочные результаты измерений. Таким образом, возникает задача объединения этих двух групп опытных данных, с тем чтобы выявить, каким образом параметрам одной группы данных можно привести в соответствие с параметрами другой группы.

Целью настоящей монографии является совместный анализ условно-выборочных и традиционно осредненных опытных данных, который позволяет по результатам измерений осредненных корреляционных, спектральных и вероятностных характеристик пограничного слоя определить параметры квазиупорядоченного течения в пограничном слое (например, выявить период обновления подслоя). С другой стороны, использование информации о квазиупорядоченной структуре течения позволяет объяснить необычное поведение традиционно осредненных характеристик пограничного слоя, а именно наличие на границе вязкого подслоя максимума пульсаций скорости, нулевого коэффициента асимметрии и минимального коэффициента эксцесса.

Настоящая книга построена, в основном, на материалах систематических экспериментальных исследований, проведенных непосредственно авторами в Центральном аэрогидродинамическом институте им. профессора Н.Е. Жуковского (ЦАГИ).

В первой главе книги приведен подробный обзор и анализ имеющихся в литературе сведений по квазипериодической структуре течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя, которые могут представить интерес для научных работников, занимающихся этой тематикой. Результаты

этих исследований способствуют лучшему пониманию полученных авторами новых опытных данных, приведенных во второй главе книги.

Во второй главе книги особое внимание уделяется определению связи между процессами неустойчивости течения в пристеночной области пограничного слоя и измеряемыми осредненными параметрами пограничного слоя. Это способствует выявлению новых подходов в экспериментальном изучении механизма обновления подслоя.

Установлена причинно-временная последовательность процессов, происходящих в пристенной зоне течения. Определен период обновления подслоя в турбулентном пограничном слое как в безградиентном потоке, так и в потоке с продольным градиентом давления. Проведен количественный анализ явления перемежаемости в пристеночной области пограничного слоя. Рассмотрены возможные способы практического применения результатов исследования квазиупорядоченной структуры течения в вязком подслое при разработке инженерных методов расчета интегральных характеристик турбулентного пограничного слоя.

В третьей главе рассматриваются вопросы турбулентных течений, которые недостаточно полно освещены в литературе. Практический интерес представляют опыты, в которых исследовалось влияние продольного градиента давления и сжимаемости потока на значение допустимого числа Рейнольдса шероховатости обтекаемой поверхности. Определена допустимая высота элементов шероховатости, при которой интегральные характеристики турбулентного пограничного слоя (поверхностное трение и теплоотдача) остаются еще неизменными.

Следует особо отметить исследования по разработке методики измерения поперечного масштаба неоднородной турбулентности в пограничном слое в непосредственной близости от обтекаемой стенки. Сравниваются результаты измерений поперечного и продольного масштабов турбулентности по толщине турбулентного пограничного слоя.

Интерес представляют исследования влияния высокого уровня турбулентности набегающего потока на интегральные характеристики турбулентного пограничного слоя.

В четвертой главе приводится методика измерения параметров потока в тонком вязком подслое турбулентного пограничного слоя в непосредственной близости от обтекаемой поверхности. Авторы делятся многолетним опытом своей работы в этой области экспериментальных исследований. В книге приводятся физически обоснованные уточненные градуировочные соотношения для косвенных методов измерения поверхностного трения. Рассмотрены поправки к показаниям измерительных датчиков, обусловленные наличием в потоке высокого уровня турбулентности.

Авторы выражают искреннюю благодарность член-корреспонденту РАН Дмитрию Владимирову Григорьевичу за содействие в издании этой книги.

Глава 1

КВАЗИУПОРЯДОЧЕННАЯ СТРУКТУРА ПРИСТЕНОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Экспериментальные исследования пристеночной турбулентности, выполненные в последние годы, привели к пониманию того, что важную роль в процессах порождения и развития пристеночной турбулентности играют упорядоченные, организованные структуры, определяющие основные характеристики пристенных турбулентных течений. В опубликованных обзорах (см. [1.1–1.7]) акцентируется внимание на тех или иных аспектах квазиупорядоченного движения как в общем случае турбулентного течения с поперечным сдвигом, так и в пристеночной турбулентности. В первой главе дан анализ имеющихся в литературе опытных данных по исследованию основных элементов квазиупорядоченных структур в пристеночной турбулентности. Большое внимание уделяется анализу особенностей методов условных выборок и их влияния на результаты осреднения опытных данных. Представленные материалы подобраны и систематизированы таким образом, чтобы способствовать лучшему восприятию полученных авторами результатов опытов, приведенных в следующих главах.

1.1. Квазиупорядоченный характер течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя

В ранних работах [1.8–1.10] предполагалось, что в турбулентном пограничном слое вблизи обтекаемой поверхности (стенки) существует область невозмущенного ламинарного течения, в которой все процессы обмена носят чисто молекулярный характер. Однако уже в опытах [1.11, 1.12], где визуально исследовалось движение мелких взвешенных частиц в турбулентном потоке воды, было обнаружено, что в пределах этого «ламинарного подслоя» имеют место интенсивные пульсации продольной составляющей скорости, соизмеримые с величиной местной осредненной скорости потока. Это иллюстрируется на рис. 1.1, где приведены результаты измерений мгновенных значений скорости в области подслоя [1.13]. (Здесь $U^+ = U/u_\tau$; $y^+ = yu_\tau/\nu$; где $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — динамическая скорость).

В более поздних работах [1.14–1.16] концепция чисто ламинарного подслоя уже не рассматривается, а предполагается, что турбулентные вихри из внешней области турбулентного пограничного слоя проникают глубоко в пристеночную вязкую зону течения и полностью гасятся лишь на самой

стенке. Дальнейшие экспериментальные исследования [1.17 – 1.19] показали, что наиболее интенсивное порождение энергии турбулентности происходит именно в вязком подслое, а точнее, в области его границы.

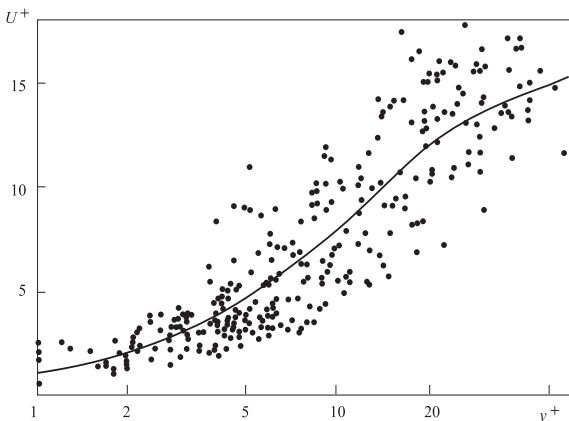


Рис. 1.1. Результаты измерения мгновенных значений скорости в пристеночной области при турбулентном течении в цилиндрической трубе, $Re = 12000$ [1.13]: 1 — значения мгновенной скорости; 2 — профиль осредненной скорости

Эйнштейн и Ли [1.20, 1.21] предложили качественно новую модель течения в турбулентном пограничном слое, согласно которой вязкий подслой не является установившимся и чисто ламинарным, а периодически нарастает до некоторой критической толщины, а затем разрушается под действием механизма гидродинамической неустойчивости. Эта модель течения позволила устранить кажущееся противоречие между свойствами обтекаемой стенки одновременно как порождать, так и демпфировать турбулентные пульсации. Модель Эйнштейна и Ли нашла экспериментальное подтверждение в опытах [1.22].

Визуальное исследование пристеночной области течения с помощью струек подкрашенной жидкости [1.22] показало, что течение в области вязкого подслоя является не двумерным, как это предполагалось ранее, а существенно трехмерным, с наличием характерных пятен возмущений, появляющихся вблизи обтекаемой стенки случайно во времени и пространстве. Эти пятна представляют собой сильно вытянутые в продольном направлении объемы жидкости (рис. 1.2), движущиеся медленнее, чем окружающая жидкость. В процессе своего развития пятна постепенно удаляются от стенки, края их закручиваются, образуя вихревые жгуты, ориентированные в продольном направлении под небольшим углом к стенке. На некотором критическом расстоянии от стенки вихревые элементы разрушаются, и возникает типичная высокочастотная турбулентная форма движения жидкости. Описанная после-

довательность развития пятен возмущений в турбулентном пограничном слое имеет место при положительном, нулевом и отрицательном градиентах давления, а также в зоне перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный. При этом изменение условий течения приводит лишь к количественным изменениям в самой картине течения, а именно, к росту или уменьшению поперечного и продольного размеров пятен и к изменению среднего периода протекания каждого элементарного процесса. Качественно же картина течения одинакова во всех случаях.

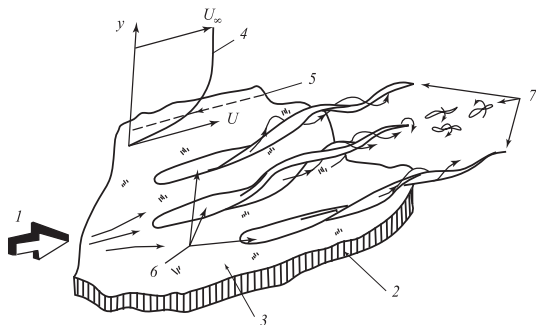


Рис. 1.2. Схема течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя [1.22]: 1 — направление потока; 2 — часть стенки; 3 — обтекаемая поверхность (стенка); 4 — турбулентный профиль скорости; 5 — граница вязкого подслоя; 6 — пятна возмущений; 7 — разрушение вихревых элементов

В опытах [1.23, 1.24] были проведены более детальные исследования структуры течения вблизи стенки с использованием метода визуализации потока с помощью водородных пузырьков, создаваемых электрохимическим способом. В [1.24] полный цикл процесса обновления подслоя рассматривается как непрерывная последовательность событий, ведущая от сравнительно упорядоченного, спокойного течения вблизи стенки к образованию относительно крупных хаотических возмущений. При этом выделяются три наиболее характерные стадии полного цикла, каждая из которых, с небольшими отклонениями, повторяется во всех случаях наблюдений.

К *первой стадии* относится подъем от стенки струйки замедленной жидкости (рис. 1.3). По мере продвижения вниз по потоку струйка медленно поднимается от обтекаемой стенки, проходя при этом некоторое расстояние в направлении потока. Когда замедленная струйка достигает некоторого критического расстояния от стенки, скорость ее восхождения от стенки заметно увеличивается. В процессе восхождения струйка увлекает объемы жидкости, обладающие очень малой скоростью, взаимодействие которых с относительно быстрым течением во внешней области пограничного слоя приводит к образованию точки перегиба в мгновенном профиле скорости. Важным резуль-

татом наблюдений [1.24] является тот факт, что наличие точки перегиба в мгновенном профиле скорости приводит к росту колебательных возмущений сразу же за зоной точки перегиба. При этом колебания жидкости быстро нарастают и достигают относительно большой амплитуды уже после одного — двух периодов.

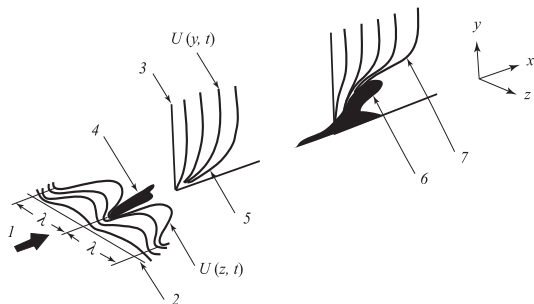


Рис. 1.3. Схема развития первой стадии процесса обновления подслоя [1.24]: 1 — направление потока; 2 — поперечно ориентированная проволока, с которой сходят водородные пузырьки; 3 — нормально ориентированная проволока; 4 — струйка замедленной жидкости; 5 — плавный профиль скорости; 6 — подъем струйки замедленной жидкости; 7 — профиль скорости с точкой перегиба

Вторую стадию полного цикла обновления подслоя представляет колебательное движение. Наибольший вклад в этот тип движения дают продольно ориентированные вихри (рис. 1.4 а), размеры и интенсивность которых возрастают по мере их движения вниз по потоку. Менее часто (приблизительно в одной трети случаев) наблюдаются два других вида колебательного движения — это поперечно ориентированные вихри (рис. 1.4 б) и волнообразное движение, которое можно рассматривать как прерывисто-поступательное движение жидкости.

Вначале колебательное движение носит упорядоченный характер. Однако после 3–10 периодов наступает *третья стадия* цикла — хаотическое движение жидкости, являющееся признаком разрушения организованного характера течения. После третьей стадии цикла мгновенный профиль скорости постепенно принимает первоначальную форму (которая была до первой стадии), близкую к форме профиля осредненной скорости в пограничном слое.

Описанная последовательность событий представляет собой полный цикл типичного элементарного процесса обновления подслоя в турбулентном пограничном слое.

Результаты исследований [1.22–1.24] подтверждаются визуальными исследованиями пристеночной зоны турбулентного течения в круглой трубе [1.25], где с помощью киносъемки изучалось движение в жидкости мелких частиц окиси магния. Эти исследования позволили выявить пространственные особенности структуры течения в пристеночной области. В [1.25]

рассматриваются три наиболее характерные области, в каждой из которых движение жидкости имеет свои особенности.

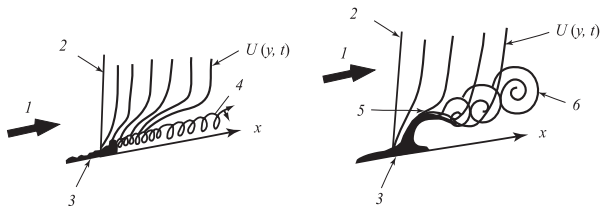


Рис. 1.4. Иллюстрация формирования продольно и поперечно ориентированных вихрей [1.24]: а — продольно ориентированный вихрь; б — поперечно ориентированный вихрь; 1 — направление потока; 2 — нормально ориентированная проволока; 3 — подъем струйки замедленной жидкости; 4 — продольно ориентированный вихрь; 5 — профиль скорости с точкой перегиба; 6 — поперечно ориентированный вихрь

1. Область вязкого подслоя ($0 < y^+ \lesssim 5$).

В этой области течения, где имеет место линейное распределение средней скорости, жидкость стремится отклониться от прямолинейного движения, что выражается в перемещении малых количеств жидкости под некоторым углом к стенке. Возмущения скорости в этой области невелики, и жидкость редко покидает эту область. Предполагается, что движение жидкости здесь определяется, в основном, сильными возмущениями скорости, генерируемыми в прилегающей сверху области. С увеличением числа Рейнольдса усиливается обмен жидкостью между подслоем и прилегающей сверху областью.

2. Область генерации турбулентности ($5 \lesssim y^+ \lesssim 70$).

Эта область, в отличие от сравнительно пассивной области подслоя, включает в себя зону зарождения выбросов замедленной жидкости ($5 \lesssim y^+ \lesssim 15$) во внешнюю область пограничного слоя, а также зону максимального взаимодействия этих выбросов с местным потоком, имеющим большую осевую скорость ($7 \lesssim y^+ \lesssim 30$). Процесс выброса замедленной жидкости и последующее взаимодействие его с течением в области с большим напряжением сдвига, по-видимому, и представляет собой тот механизм, при помощи которого энергия извлекается из среднего течения и преобразуется в турбулентную энергию. Взаимодействие выбросов с более быстрым течением (при наличии малых жидких объемов) характеризуется малым масштабом турбулентности и беспорядочными, хаотическими движениями жидкости. Большая доля образованной здесь турбулентной энергии тут же диссипирует.

3. Область турбулентного ядра слоя ($y^+ > 70$).

Для этой области течения характерно наличие вихрей, порожденных в области генерации турбулентности и перенесенных в область турбулентного ядра пограничного слоя посредством конвекции или диффузии. Размеры вихрей растут с увеличением расстояния (по y) от области генерации. Наибольшие изменения в характере возмущений при переходе от области генерации к области ядра слоя происходят приблизительно в зоне $50 \leq y^+ \leq 100$. При

$y^+ \gtrsim 150$ характер возмущений мало изменяется. Большие размеры вихрей и относительно малые пульсации скорости не приводят к заметному порождению турбулентности. Течение в области турбулентного ядра слоя зависит в большей степени от того, что происходит вверх по потоку, чем от событий, происходящих в пристеночной области в данном сечении в данный момент времени. Течение в этой области характеризуется усреднением процессов, происходящих во внутренних областях течения вверх по потоку, и в этом смысле отражает историю этих событий. В то же время условия течения в области ядра слоя регулируют механизм неустойчивости вблизи стенки в данном сечении, приводящий к выбросам замедленной жидкости. Следует отметить, что описанная схема взаимодействия между внутренней и внешней областями течения в турбулентном пограничном слое была предложена Таунсендом [1.26] задолго до проведения опытов [1.25].

Экспериментальные исследования [1.22–1.25] способствовали проведению серии новых экспериментов по изучению структуры течения в пристеночной области, которые в значительной мере дополнили и расширили уже имевшиеся сведения.

Отметим опыты [1.27], где использовалась водородно-пузырьковая техника визуализации течения в двумерном канале. Основное внимание уделялось изучению процессов формирования и развития вихревых структур в пристеночной области. Отмечается систематическое появление в пристеночной области течения продольно и поперечно ориентированных вихрей (рис. 1.5), размеры и интенсивность которых, а также положение в пространстве и время появления являются случайными и изменяются в широких пределах. При этом выраженная индивидуальность вихревых структур проявляется лишь в области стенки ($y^+ < 120$). Скорость перемещения вихревых структур вблизи стенки, как правило, превышает местную среднюю скорость потока. По мере движения вниз по потоку масштаб вихрей (как продольно, так и поперечно ориентированных) возрастает, а их интенсивность уменьшается.

Одним из основных результатов наблюдений [1.27] является то обстоятельство, что продольно ориентированные вихревые структуры существуют, в основном, в виде пар противоположно вращающихся вихрей, часто соединенных поперечно ориентированным жгутом, образующих в результате подковообразный вихрь. Существование подковообразного вихря лежит в основе физической модели течения в турбулентном пограничном слое, предложенной Блэком [1.28–1.30].

Важные количественные результаты были получены в опытах Грасса [1.31], в которых исследовался турбулентный пограничный слой на гладкой и шероховатой поверхностях с применением водородно-пузырьковой техники визуализации. С помощью автоматической обработки результатов киносъемки одновременно определялись мгновенные профили как продольной, так и вертикальной составляющих скорости, $u(y)$ и $v(y)$. Весь набор измеренных профилей скорости был разделен на 12 групп, по 50 пар профилей в каждой группе. Затем из каждой группы выбиралась лишь одна пара профилей, соответствующая максимальному (или минимальному) значению продольной составляющей скорости на заданном расстоянии y_i от стенки. Таким образом, для каждого значения y_i набиралось 12 пар профилей скорости $u(y)$, $v(y)$,

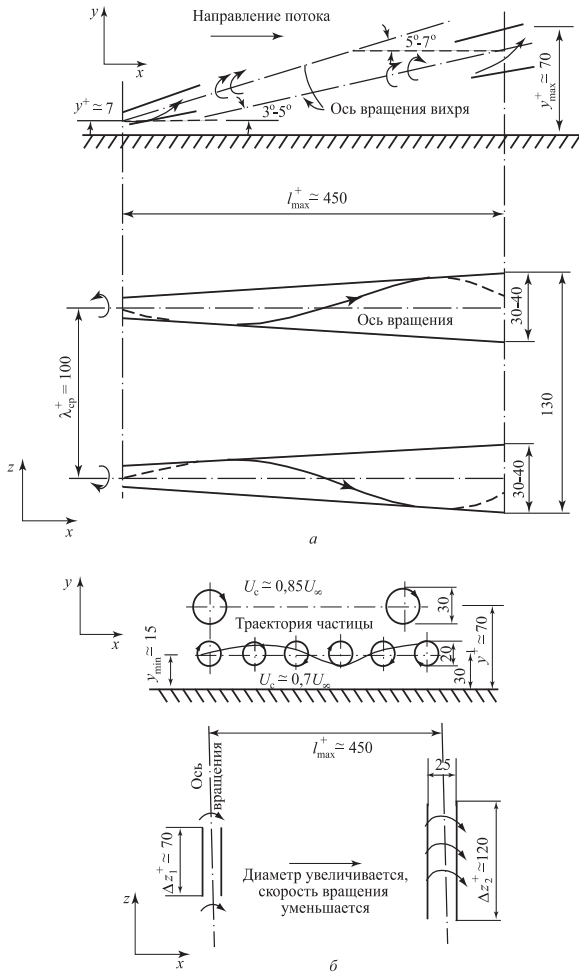


Рис. 1.5. Типичные размеры и положение в пространстве продольно (а) и поперечно (б) ориентированных вихрей в пристеночной области турбулентного пограничного слоя [1.27]

которые затем осреднялись по ансамблю, в результате чего получалась одна пара условно осредненных профилей скорости $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$. Определенные таким образом средние профили скорости $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ должны характеризовать типичные тенденции в поведении мгновенных профилей скорости $u(y)$, $v(y)$, при условии что на расстоянии y_i от стенки мгновенное значение u заметно больше (или меньше) среднего значения скорости U в этой точке, т. е. при $u(y_i) \geq U(y_i)$.

На рис. 1.6 приведены опытные данные [1.31] для нескольких значений y_i в условиях обтекания гладкой стенки. Видно, что замедление продольной составляющей местной скорости u связано с наличием положительной вертикальной составляющей скорости v , причем эта особенность наиболее четко проявляется вблизи стенки, при малых значениях y_i . С физической точки зрения это явление можно увязать с описанными в [1.22–1.25] выбросами замедленной жидкости из пристеночной зоны во внешнюю область течения. С другой стороны, по данным [1.31] ускорение продольной составляющей скорости u связано с наличием отрицательных значений v в этой области, что физически соответствует местным вторжениям быстро движущейся жидкости из внешней области течения в пристеночную зону.

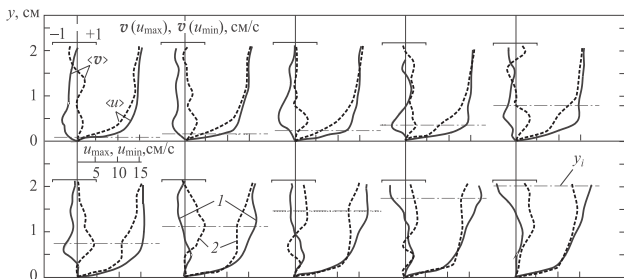


Рис. 1.6. Иллюстрация условно-выборочного метода осреднения результатов измерения мгновенных профилей скорости $u(y)$ и $v(y)$ [1.31]: 1, 2 — профили скорости, соответствующие $u_{\max}$ и $u_{\min}$ при $y = y_i$;

Таким образом, из опытов [1.31] следует вывод, что вторжения ускоренной жидкости в пристеночную область течения играют в процессах обновления подслоя не менее важную роль, чем выбросы замедленной жидкости из пристеночной области во внешнюю часть слоя. Заметим, что в [1.24, 1.25] механизм порождения турбулентности вблизи стенки связывается в основном с выбросами замедленной жидкости.

В опытах [1.32], так же как и в [1.25], проводились наблюдения за движением в турбулентном пограничном слое взвешенных в потоке твердых частиц с помощью кинокамеры, перемещающейся со скоростью движения жидкости. Однако, в отличие от [1.25], в опытах [1.32] наблюдения проводились одновременно в широкой области течения, с большим углом зрения,

охватывающим как внутреннюю, так и внешнюю области турбулентного пограничного слоя. В [1.32] удалось выделить наиболее часто повторяющиеся и четко опознаваемые характерные события, которые происходят в определенной последовательности, хотя каждая такая последовательность событий протекает случайно как в пространстве, так и во времени.

Одно из этих событий — это замедление течения жидкости относительно местной средней скорости потока, которое происходит в широкой области течения, вплоть до расстояния $y^+ \approx 500$ от стенки. Само движение жидкости носит относительно спокойный характер, при этом поперечный градиент скорости du/dy является относительно малым. Затем в поле зрения движущейся кинокамеры появляется большая масса ускоренной жидкости ($u > \bar{U}$), поступающей из области, расположенной вверх по потоку. Вначале ускоренная жидкость занимает только внешнюю область течения $150 \lesssim y^+ \lesssim 400$, но затем она постепенно распространяется и в пристеночную область, вытесняя и разгоняя замедленную жидкость, находящуюся впереди нее. Следует также отметить, что сначала резкой границы между зонами замедленной и ускоренной жидкости не наблюдается. Однако по мере приближения к стенке эта граница становится все более и более четкой.

Наиболее важным событием является формирование во внешней области течения поперечно ориентированного вихря в результате неустойчивого взаимодействия между зонами ускоренной и замедленной жидкости (рис. 1.7).

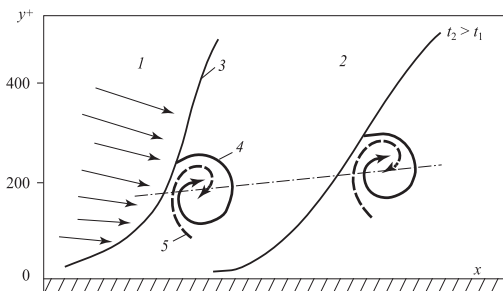


Рис. 1.7. Схема образования поперечно ориентированного вихря [1.32]: 1 — область ускоренной жидкости; 2 — область замедленной жидкости; 3 — граница; 4 — ускоренная жидкость; 5 — замедленная жидкость

В [1.32] предполагается, что образование этого вихря обусловлено движением ускоренной жидкости, в то время как замедленная жидкость, хотя и участвует в его формировании, однако не является причиной его образования. Вихрь смещается в направлении потока со скоростью, несколько меньшей, чем местная средняя скорость течения. По мере движения вниз по потоку вихрь постепенно удаляется от стенки. Образование вихря связано с появлением точки перегиба в мгновенном профиле скорости [1.24]. Особо отмечается четкая связь между появлением поперечно ориентированных вихрей и вы-

бросами замедленной жидкости из пристеночной области. Наличие вихрей с направлением вращения, указанным на рис. 1.7, способствует выбросам малых объемов замедленной жидкости во внешнюю область течения и вторжениям ускоренной жидкости из внешней области в пристеночную зону. Во время этих процессов происходит интенсивное порождение мелкомасштабной турбулентности, обусловленное взаимодействием малых объемов замедленной жидкости и относительно быстро движущейся окружающей жидкости.

Как отмечается в [1.32], результаты приведенных выше наблюдений не позволяют выявить причину появления замедлений и ускорений жидкости, приводящих к сложной картине течения в пристеночной области. Можно лишь констатировать, что крупномасштабные движения ускоренной жидкости, являющиеся причиной образования поперечно ориентированных вихрей, зависят от условий течения во внешней области слоя. Поскольку эти вихри регулируют условия появления выбросов, то в [1.32] считается, что частота протекания процессов обновления подслоя должна определяться параметрами внешнего течения.

Описанные процессы, происходящие в турбулентном пограничном слое, связаны с перемещением больших целостных структур, что обуславливает прерывистый, перемежаемый характер течения в какой-либо фиксированной точке пристеночной области. Активность описанных выше процессов не является непрерывной, а проявляется лишь в течение коротких промежутков времени. Например, в [1.33] указывается, что 99 % всей порождаемой энергии турбулентности приходится лишь на 55 % полного времени регистрации процесса.

В [1.32] отмечается тесная связь между движением поперечно ориентированных вихрей и захватом нетурбулентной жидкости на внешней границе пограничного слоя. По характерному масштабу и особенностям локальной структуры поперечно ориентированные вихри сходны с образованиями в виде холмов на внешней границе пограничного слоя, подробно исследованными в [1.34]. Вполне возможно, что дискретный характер расположения вихрей в пространстве приводит к перемежаемости течения во внешней области турбулентного пограничного слоя. Непосредственная связь прерывистого характера течения в пристеночной области с перемежаемостью течения в зоне внешней границы пограничного слоя отмечается в [1.34–1.37].

1.2. Исследование периодической в поперечном направлении структуры течения в турбулентном пограничном слое вблизи обтекаемой поверхности

Одним из основных свойств квазиупорядоченного течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя является периодическое чередование по z удлиненных зон (струек, или полосок) замедленной жидкости. Среднестатистическое расстояние между этими зонами по результатам визуальных наблюдений составляет $\lambda^+ = \lambda u_\tau / \nu \approx 100$ [1.23]. Как показывают визуальные исследования, процесс обновления вязкого подслоя начинается с появления этих струек. Приведенные в литературе физические модели пристеночной турбулентности и методы расчета осредненных параметров

турбулентного пограничного слоя (см. 1.8), основанные на использовании квазиупорядоченной структуры течения в подслое, требуют точного знания характерного поперечного размера λ .

Отметим некоторые особенности опытного определения параметра λ , связанные со спецификой визуальных исследований. Во-первых, значение λ определяется по результатам усреднения многих наблюдений, но при этом каждое конкретное значение λ может быть определено лишь при одновременном наблюдении двух или более соседних (по z) процессов обновления подслоя (см. рис. 1.3). Определение же средних значений λ другими методами сопряжено с большими трудностями. Так, например, в опытах [1.38] значения λ^+ в турбулентном пограничном слое (в воздушном потоке) определялись по форме корреляционных кривых $R_{uu}(0, 0, z)$ с применением специальной методики осреднения реализаций по малым интервалам времени Δt с последующей статистической обработкой.

Вторая особенность визуальных исследований состоит в том, что они проводятся в условиях течения жидкости, при сравнительно малых числах Рейнольдса. Диапазон чисел Re , в котором проводились все визуальные исследования [1.22–1.25, 1.27, 1.31], сравнительно узок, что затрудняет определение зависимости λ^+ от числа Рейнольдса. Термоанемометрические измерения [1.38, 1.39], проведенные в воздушном потоке, показали, что с ростом числа Re величина λ^+ несколько увеличивается. Однако, как отмечается в [1.22], эта зависимость выражена весьма слабо.

Влияние числа Рейнольдса и расстояния от стенки y^+ на величину λ^+ подробно исследовано в работах [1.38, 1.40].

В опытах [1.38] величина λ определялась по форме пространственной корреляционной кривой $R_{uu}(0, 0, z)$, измеряемой с помощью гребенки из 9 проволочных термоанемометрических датчиков, расположенных в ряд (по z) вблизи обтекаемой поверхности ($y^+ < 12$). При этом расстояние Δz^+ между крайними датчиками составляло от 101 до 324 при изменении числа Re^{**} от 2200 до 6500 (здесь $Re^{**} = U_\infty \delta^{**} / \nu$, δ^{**} — толщина потери импульса). Если исходить из того, что среднее расстояние между соседними струйками замедленной (или ускоренной) жидкости составляет $\Delta z^+ \approx 100$, то корреляционная кривая $R_{uu}(0, 0, z^+)$ должна иметь форму косинусоиды по z с первым минимумом при $z_{\min}^+ \approx 50$ и первым максимумом (кроме $z = 0$) при $z_{\max}^+ \approx 100$.

Однако, как показали визуальные исследования, струйки замедленной и ускоренной жидкости имеют очень малое время жизни, причем они появляются случайно в пространстве и времени. В связи с этим при большом времени осреднения корреляционные кривые $R_{uu}(0, 0, z^+)$ быстро вырождаются по z , что не позволяет получить четкий максимум кривой $R_{uu}(0, 0, z^+)$ при $z^+ \approx 100$. Это иллюстрируется на рис. 1.8а, б для двух разных чисел $Re^{**} = 3300$ и 6500.

В [1.38] был применен метод кратковременного осреднения корреляционных кривых $R_{uu}(0, 0, z^+)$, при котором периодическая по z структура течения не успевает разрушиться. Эффективность применения малого времени осреднения иллюстрируется на рис. 1.9, где видно, как изменяется форма корреляционной кривой по мере увеличения времени осреднения T_s от 0,375

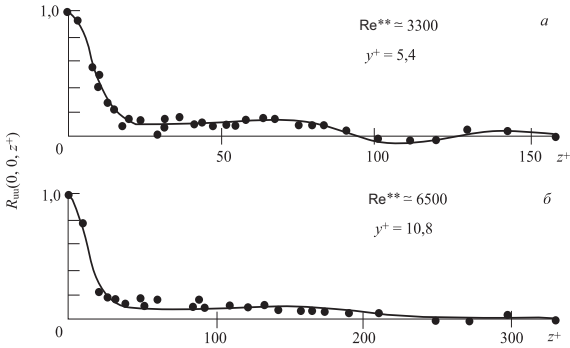


Рис. 1.8. Коэффициент корреляции $R_{uu}(0, 0, z^+)$ пульсаций скорости u' при разных значениях числа Re^{**} , $y = 0,35$ мм [1.38]

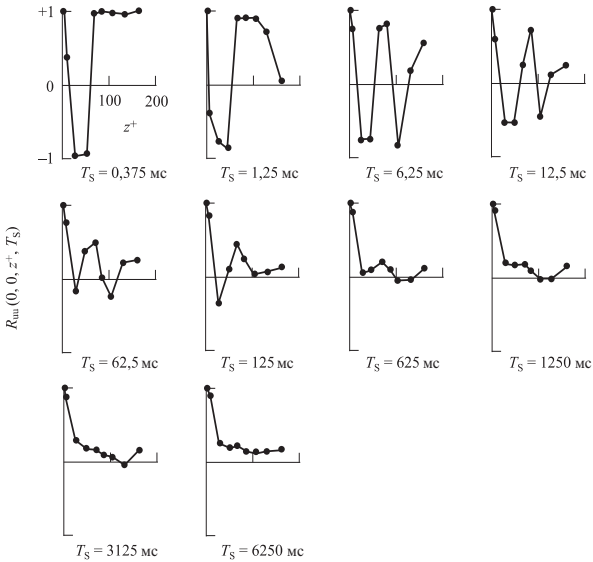


Рис. 1.9. Влияние времени осреднения T_S на форму пространственной корреляционной кривой $R_{uu}(0, 0, z^+)$

до 6250 мс при одних и тех же условиях течения ($Re^{**} = 3300$). Если при малых значениях T_s периодичность функции $R_{uu}(0, 0, z^+)$ проявляется довольно четко, то при больших T_s эта функция сглаживается и различить в ней минимумы и максимумы становится практически невозможно.

Методика обработки опытных данных в [1.38] состояла в том, чтобы для фиксированного времени осреднения T_s получить множество (около 1000) корреляционных кривых, по которым можно определить средние значения $\Delta z_{\min}^+$ и $\Delta z_{\max}^+$, при которых наблюдаются соответственно первый минимум и первый максимум корреляционной кривой $R_{uu}(0, 0, z)$. В результате такой обработки было установлено, что, если время осреднения T_s меньше некоторого порогового значения ($T_s \lesssim 3-10$ мс), то величины $\Delta z_{\min}^+$ и $\Delta z_{\max}^+$ принимают устойчивые постоянные значения, не зависящие от T_s . Эти значения $\Delta z_{\min}^+$ и $\Delta z_{\max}^+$ использовались при определении средних значений λ^+ для каждого числа Re^{**} .

Определенные таким образом значения λ^+ представлены на рис. 1.10 как функция числа Re^{**} . При этом, как отмечается в [1.38], значение λ^+ при наибольшем числе $Re^{**} = 6500$ определено с большой погрешностью, что связано с увеличением относительного расстояния Δz^+ между датчиками при большом значении Re^{**} , т. е. с увеличением погрешности определения значений $\Delta z_{\min}^+$ и $\Delta z_{\max}^+$. На этом же графике приведены опытные значения λ^+ других авторов [1.41–1.44], полученные, в основном, путем визуализации течения жидкости вблизи стенки, в частности, результаты подробных визуальных исследований [1.40].

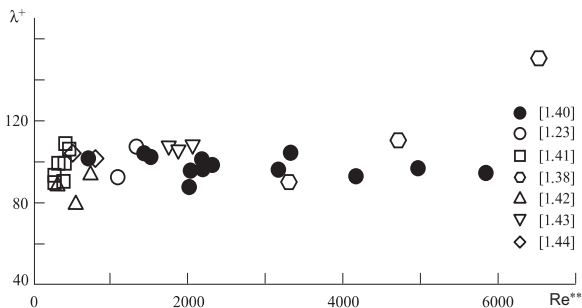


Рис. 1.10. Среднестатистическое поперечное расстояние λ^+ между соседними струйками замедленной жидкости в зависимости от числа Рейнольдса

В опытах [1.40] применялся метод водородно-пузырьковой визуализации с моментальной видеорегистрацией картины течения через интервалы времени, эквивалентные приблизительно одному периоду T_B между последовательными выбросами замедленной жидкости (считалось, что $U_\infty T_B / \delta \approx 5$ [1.22], где δ — толщина пограничного слоя). Каждое отдельное значение λ на фотоснимке определялось как расстояние между соседними струйками

замедленной жидкости (узкими зонами скопления водородных пузырьков). Для определения среднего значения λ^+ использовалась гистограмма распределения $P(\lambda) = f(\lambda^+)$, построенная по результатам многократных повторных измерений величины λ (около 400 значений λ в одних и тех же условиях измерения). Примеры гистограмм приведены на рис. 1.11 для разных значений y^+ .

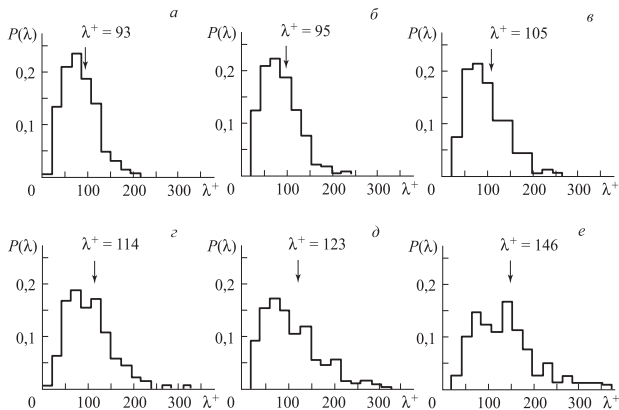


Рис. 1.11. Гистограмма распределения $P(\lambda)$ по результатам многократных измерений величины λ^+ [1.40]: а — $y^+ = 1$; б — 5; в — 10; г — 15; д — 20; е — 30

По представленным на рис. 1.10 результатам измерений величины λ^+ можно сделать вывод, что среднее расстояние между струйками замедленной (или ускоренной) жидкости вблизи обтекаемой стенки (при $y^+ \approx 5$) практически не зависит от числа Рейнольдса Re^{**} и составляет в среднем $\lambda^+ \approx 100$. В опытах [1.40] средние значения λ^+ определялись из иллюстрируемых на рис. 1.11 гистограмм как среднеинтегральные значения, показанные стрелками на рис. 1.11. При этом, как указывается в [1.40], наиболее вероятное значение λ_v^+ , соответствующее максимуму на гистограмме при $y^+ \approx 5$, приблизительно на 20% меньше, чем среднеинтегральное значение λ^+ .

Что касается влияния расстояния от обтекаемой стенки y^+ на величину λ^+ , то из рис. 1.12 следует, что среднее значение λ^+ возрастает с увеличением y^+ .

Следует, однако, отметить важную особенность, связанную с интерпретацией опытных данных [1.40], представленных на рис. 1.12. Эти данные получены непосредственно из гистограмм, приведенных на рис. 1.11 для разных значений y^+ . Анализируя форму этих гистограмм, можно заметить, что по мере увеличения расстояния от стенки y^+ все более заметным становится появление второго максимума в функции распределения $P(\lambda)$, и уже при

$y^+ = 30$ наблюдаются два равноценных максимума. Таким образом, если на каждой из этих гистограмм определять не средние по площади значения λ^+ , а наиболее вероятные значения λ_b^+ , соответствующие максимумам гистограмм, то при $y^+ = 5$ (рис. 1.11 а) имеем одно значение $\lambda_b^+ \approx 70$, а при $y^+ = 30$ (рис. 1.11 е) наблюдаются два наиболее вероятных значения $\lambda_{b1}^+ \approx 75$ и $\lambda_{b2}^+ \approx 140$, при этом $\lambda_{b2}^+ \approx 2\lambda_{b1}^+$. Следовательно, в данном случае можно гово-

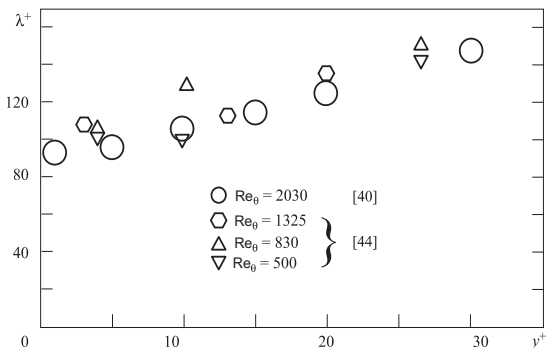


Рис. 1.12. Влияние расстояния y^+ от обтекаемой стенки на среднее значение λ^+

рить не о плавном возрастании величины λ^+ с ростом y^+ , а о постепенном проявлении второго дискретного значения $\lambda_{b2}^+ \approx 140$, при том что положение первого максимума функции $P(\lambda)$ при $\lambda_{b1}^+ \approx 70-75$ остается неизменным при всех значениях y^+ (рис. 1.11). Соображения о причине такого поведения величины λ^+ приводятся в гл. 2 (п. 2.2) при анализе имеющихся сведений о структуре течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.

1.3. Методы условно-выборочного осреднения результатов измерений

С учетом результатов экспериментального исследования течения в турбулентном пограничном слое турбулентность можно рассматривать как совокупность крупномасштабных упорядоченных структур, которые по мере движения вниз по потоку взаимодействуют между собой [1.45]. В отличие от турбулентности со свободными границами, в пристеночной турбулентности эти структуры имеют разное время существования и соответственно разные масштабы, и хотя каждая отдельно взятая структура развивается по единым закономерностям и сохраняется на больших расстояниях вниз по потоку ($\Delta x/\delta \approx 10-20$, где δ — толщина пограничного слоя), тем не менее время и место зарождения каждой такой структуры является случайным. Поэтому совокупность этих движущихся и взаимодействующих между собой структур

при измерении пульсаций скорости с помощью неподвижного измерительного датчика воспринимается как случайный процесс. По-видимому, для того чтобы понять механизм порождения и эволюции турбулентности в пограничном слое, необходимо исследовать свойства крупномасштабных квазиупорядоченных структур на разных фазах их развития, при этом фазовая информация становится решающей.

Обычный статистический подход к исследованию турбулентности, при котором рассматриваются осредненные во времени параметры течения и случайные отклонения от их средних значений, приводит к проблеме замыкания уравнений Рейнольдса, при этом число неизвестных всегда превышает количество уравнений. Помимо этой проблемы, при осреднении пульсирующих величин по правилам Рейнольдса нередко возникает и другая проблема — какой физический смысл имеют осредненные таким образом результаты измерений. В качестве примера в [1.4] рассматривается поведение коэффициента корреляции $R_{12} = \overline{u'v'} / (\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}})$ в пристеночной области турбулентного пограничного слоя. Если проанализировать изменение R_{12} во времени, то окажется, что эта величина имеет распределение, близкое к бимодальному, т. е. она в основном либо равна единице, когда происходят процессы обновления подслоя, либо близка к нулю, когда эти процессы отсутствуют. Среднее же значение R_{12} в пристеночной зоне турбулентного пограничного слоя составляет около 0,4. Отсюда следует, что определение среднего во времени значения R_{12} не облегчает, а скорее усложняет понимание физического смысла этой величины.

Таким образом, сохранение фазовой информации в процессе измерения параметров турбулентного течения является одним из необходимых условий прогресса в изучении пристеночной турбулентности. Именно эту функцию выполняет метод условно-выборочного осреднения результатов измерений, впервые предложенный в [1.46]. Основная идея метода состоит в том, чтобы, во-первых, опознать среди кажущегося хаоса некоторую вполне определенную фазу изучаемого процесса и, во-вторых, провести исследование интересующих параметров течения в моменты времени, соответствующие этой фазе или сдвинутые относительно нее на постоянный временной интервал. В этом случае осреднение производится не по всему статистическому ансамблю или непрерывному отрезку времени измерения, а только по той части ансамбля или временных интервалов, которые соответствуют определенному значению (или диапазону значений) некоторого контрольного параметра, также изменяющегося по времени. Практически метод условных выборок реализуется с помощью измерительного датчика, установленного в некоторой точке потока и мгновенно реагирующего на изменение выбранного параметра. По измеренному сигналу формируется некоторая функция детекции таким образом, чтобы она была равна единице, когда амплитуда выбранного параметра превышает определенное заранее обусловленное пороговое значение, и равна нулю в остальных случаях.

Одним из наиболее ранних экспериментальных исследований турбулентного пограничного слоя, где метод условно-выборочного осреднения нашел практическое применение, были опыты [1.34], в которых исследовались осо-

бенности поведения параметров потока в зонах турбулентной и нетурбулентной жидкости, наблюдаемых в области перемежаемости течения вблизи внешней границы турбулентного пограничного слоя.

Метод условных выборок нашел применение в ряде экспериментальных исследований [1.31, 1.33, 1.36, 1.38, 1.47] для опознавания (детекции) процессов обновления подслоя, при этом в каждом из этих опытов в качестве условия, определяющего ту или иную фазу процесса, были использованы совершенно разные критерии. К этому следует добавить, что численные значения порога дискриминации значимых и незначимых деталей изучаемого процесса обычно устанавливаются на сугубо субъективной основе. Единственным средством контроля правильности применения метода условно-выборочного осреднения до сих пор остается сравнение результатов этих измерений с результатами визуальных исследований.

В [1.48] сформулированы следующие основные требования, соблюдение которых необходимо для того, чтобы метод условно-выборочного осреднения давал правильные результаты:

1. Критерий детекции (опознавания) тех или иных типичных событий в каждом отдельном случае неизвестен заранее. Необходимо предварительно определить последовательность электрических сигналов, характерную для данного опознаваемого события. Однако в общем случае сделать это не всегда представляется возможным, поскольку исследуемое событие еще не изучено. Поэтому всегда имеется вероятность того, что полученный результат является не объективной характеристикой процесса, а следствием выбора того или иного критерия детекции. В связи с этим выбор критерия детекции всегда требует осторожности и должного обоснования.

2. Если типичная последовательность сигналов определена, то в реальных условиях она все же будет наблюдаться с заметными случайными вариациями, определяемыми постоянно изменяющимися масштабом и амплитудой опознаваемых событий. Поэтому при неудачном выборе порога детекции может происходить либо отбор незначимых событий, либо неучет значимых событий, причем значение этого порога заранее определить трудно. Вследствие этого некоторая доля опознаваний может быть ложной.

3. При любой схеме детекции каждый момент опознаваемой временной последовательности должен соответствовать определенной фазе изучаемого процесса. В методе условных выборок суммирование и осреднение результатов отдельных измерений должно производиться только при одной и той же фазе исследуемого события, иначе не выявятся особенности изучаемого процесса. Поэтому любой критерий детекции должен содержать достаточно информации для синхронизации отдельных событий.

4. При проведении условно-выборочного осреднения результатов, регистрируемых в моменты времени, сдвинутые по фазе относительно момента детекции, может получиться «смазанная» картина, поскольку временной масштаб опознаваемых событий неодинаков и, следовательно, один и тот же сдвиг во времени будет соответствовать разным фазам процесса.

Помимо этой причины смазывания картины при использовании задержки во времени относительно момента детекции, существует и другая причина, состоящая в том, что скорость конвекции отдельных структур по потоку

может быть разной в пределах некоторого разброса. С этой проблемой приходится сталкиваться при изучении, например, процесса эволюции одной и той же структуры по мере ее движения вниз по потоку. Применительно к такой ситуации в [1.49] предложен способ довольно точного определения фазы процесса (или времени его задержки) с использованием метода наименьших квадратов. Сущность этого способа поясняется на рис. 1.13, где приведены две осциллограммы продольной пульсации скорости $u'(x, t)$ в турбулентном пограничном слое, измеренной на одинаковом расстоянии от стенки $y^+ = 15$, но в разных точках по потоку, $x = 0$ и $x = \delta$ (здесь δ — толщина погранич-

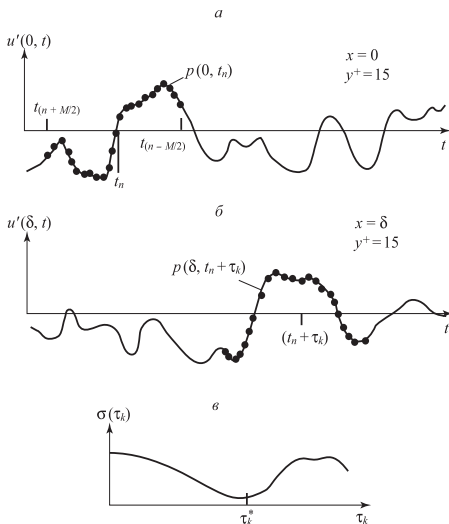


Рис. 1.13. Осциллограммы продольной пульсации скорости в турбулентном пограничном слое на расстоянии $y^+ = 15$ от стенки [1.49] при $x = 0$ (а); $x = \delta$ (б); $\sigma(\tau_k)_{\min}$ при $\tau_k^*_{\text{опт}}$ (в)

ного слоя). Если на верхней осциллограмме (рис. 1.13 а) выделить участок $P(0, t_n)$, содержащий M последовательных точек в окрестности интересующего нас момента t_n , то на нижней осциллограмме (рис. 1.13 б) эти точки сместятся на время τ_k , при этом форма сигнала может несколько измениться. Для определения оптимального значения τ_k необходимо на нижней осциллограмме $u'(\delta, t)$ найти такой участок реализации, $P(\delta, t_n + \tau_k)$, содержащий M последовательных точек, который по форме меньше всего отличается от выделенного участка $P(0, t_n)$ на верхней осциллограмме. Для этого надо найти такое τ_k , при котором сумма $\sigma(\tau_k)$ квадратов разностей между значениями $u'(t_i)$ в последовательных точках M двух осциллограмм

является наименьшей:

$$\sigma(\tau_K) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M [u'(0, t_{n+i-M/2}) - u'(\delta, t_{n+i-M/2} + \tau_K)]^2 = \min.$$

На рис. 1.13 в схематически показана зависимость σ от τ_k и значение τ_k^* , при котором значение σ минимально.

Результаты практического применения описанного приема для определения оптимального значения времени задержки τ [1.49] иллюстрируются на рис. 1.14. На рис. 1.14 а приведена кривая, являющаяся результатом условно-выборочного осреднения продольной пульсации скорости, $\langle u'(0, t) \rangle$, при условии что регистрация и детекция происходят в одной и той же точке ($x = 0$, $y^+ = 15$). На рис. 1.14 б, где приведено условное среднее значение $\langle u'(\delta, t) \rangle$,

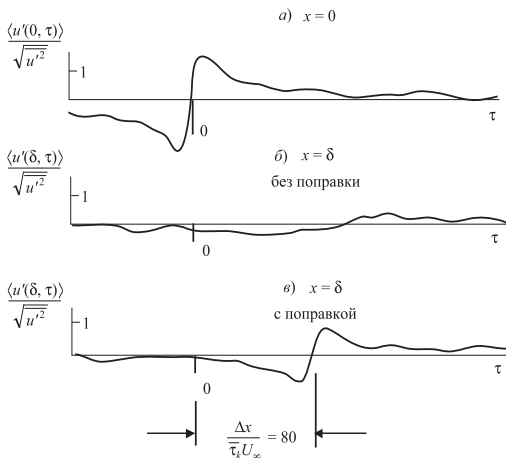


Рис. 1.14. Условно-выборочное осреднение продольной пульсации скорости u' [1.49] при $x = 0$, $y^+ = 15$ (а) и при $x = \delta$ — без поправки на случайность фазы (б) и с поправкой (в)

измеренное в сечении $x = \delta$ при осуществлении детекции в точке $x = 0$, поправка на случайность фазы не вносилась, а считалось, что время задержки одинаково во всех реализациях, участвующих в осреднении. На рис. 1.14 в эти же данные обработаны с учетом конкретного значения времени задержки для каждой реализации, определенного по описанному выше способу [1.49]. Сравнение последних двух графиков показывает, что при достаточно большом удалении (по x) точки регистрации от точки детекции случайный разброс фазы опознаваемого процесса приводит к вырождению особенностей исследуемого процесса при осреднении большого числа реализаций. Сохранение

же информации о фазе процесса позволяет более точно судить об эволюции этого процесса.

Перечисленные особенности эффективного применения метода условно-выборочного осреднения являются общими практически для всех разновидностей используемых критериев опознавания.

Выбор конкретного метода опознавания упорядоченных структур в пристеночной области течения определяется условиями проведения эксперимента и в большой степени носит субъективный характер. Как отмечают многие исследователи, это обстоятельство может быть причиной расхождения в точках зрения разных авторов по некоторым принципиальным вопросам (например, по вопросу о том, какими параметрами течения, внутренними или внешними, определяются процессы обновления подслоя). Тем не менее к настоящему времени накоплен достаточный опыт применения метода условно-выборочного осреднения, чтобы сделать некоторые обобщения об оптимальных критериях опознавания упорядоченных структур в пристеночной турбулентности.

На основе анализа критериев опознавания упорядоченных структур можно выделить следующие особенности в характере протекания процессов обновления подслоя, используемые при опознавании упорядоченных структур:

1. Процесс обновления подслоя сопровождается кратковременной вспышкой интенсивности мелкомасштабных пульсаций скорости, причем этот временной интервал является неотъемлемой частью крупномасштабного упорядоченного события. В эти моменты происходит наиболее интенсивное порождение энергии турбулентности.

2. Периодичность процессов обновления подслоя можно наблюдать лишь на протяжении 2–3 циклов. При большем же времени осреднения свойства периодичности упорядоченных структур практически не проявляются из-за отсутствия корреляции между удаленными во времени или пространстве крупномасштабными структурами.

Проиллюстрируем использование отмеченных особенностей пристеночной турбулентности для опознавания упорядоченных структур на примере наиболее распространенных методов опознавания процессов обновления подслоя.

1.3.1. $u'v'$ -квадрантный метод опознавания выбросов. Данный метод основан на том, что процесс обновления подслоя сопровождается подъемом порции замедленной жидкости от обтекаемой стенки. Следовательно, если X — образный термоанемометрический датчик, измеряющий две составляющих пульсаций скорости (u' и v'), находится в зоне выброса, то в этот момент он должен регистрировать отрицательное значение продольной пульсации скорости и положительное значение нормальной к стенке пульсации скорости, т.е. произведение $u'v'$ должно находиться во втором квадранте плоскости (u' , v').

В соответствии с этим методом опознавания выброс регистрируется в том случае, если мгновенное произведение $u'v'$ находится в квадранте 2 плоскости (u' , v') и по абсолютной величине превосходит произведение среднеквадратичных значений $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{v'^2}$ и порога дискриминации H :

$$|u'v'|_2 \geq H\sqrt{u'^2}\sqrt{v'^2}.$$

Очевидно, что количество регистрируемых выбросов должно в большой степени зависеть от выбора порога дискриминации H . Как показано в [1.43], средний период T между выбросами, регистрируемыми данным методом, монотонно возрастает с увеличением значения H . Поэтому для выбора оптимального значения H необходимо привлечение дополнительной информации.

Рассмотрим вклад в полную величину произведения $\overline{u'v'}$ от событий, соответствующих разным квадрантам плоскости (u', v') , в зависимости от величины порога дискриминации H . Величина вклада $\langle u'v' \rangle$ от каждого из четырех квадрантов определяется как

$$\langle u'v'_i \rangle(H) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'v'(t) D_i(t, H) dt; \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

где

$$D_i(t, H) = \begin{cases} 1, & \text{если } |u'v'(t)| > H \sqrt{u'^2} \sqrt{v'^2} \\ 0 & \text{в остальных случаях} \end{cases}$$

На рис. 1.15 приведены результаты измерения относительного вклада $\langle u'v' \rangle_i / \overline{u'v'}$, соответствующего разным квадрантам плоскости (u', v') , в зависимости от порога дискриминации H вблизи стенки ($y^+ \approx 30$) при $Re^{**} = 4230$ [1.47]. При $H = 0$ наибольший положительный вклад в величину $\overline{u'v'}$ приходится на квадрант 2 ($u' < 0, v' > 0$), который соответствует выбросам замедленной жидкости, $\langle u'v' \rangle_2 \approx 0,77 \overline{u'v'}$. Довольно большой вклад в ве-

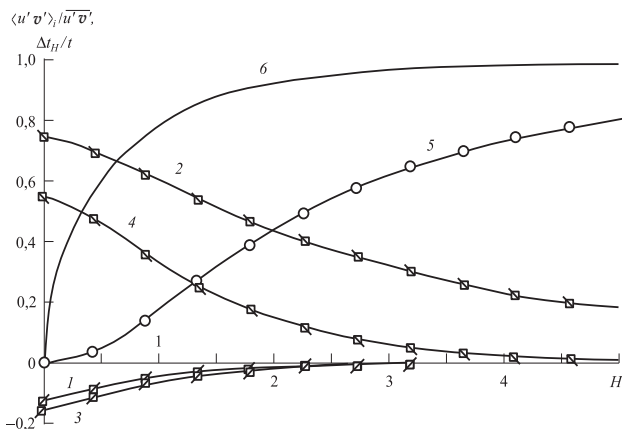


Рис. 1.15. Влияние порога дискриминации H на относительный вклад в полную величину $\overline{u'v'}$ от разных квадрантов плоскости (u', v') [1.47]: 1 — $\langle u'v' \rangle_1 / \overline{u'v'}$; 2 — $\langle u'v' \rangle_2 / \overline{u'v'}$; 3 — $\langle u'v' \rangle_3 / \overline{u'v'}$; 4 — $\langle u'v' \rangle_4 / \overline{u'v'}$; 5 — $\langle u'v' \rangle_H / \overline{u'v'}$; 6 — $\Delta t_H / t$

личину $\overline{u'v'}$ наблюдается и в квадранте 4 ($u' > 0, v' < 0$), соответствующем вторжениям ускоренной жидкости, $|\langle u'v' \rangle|_4 \approx 0,55\overline{u'v'}$. Отметим, что величина среднего произведения $\overline{u'v'}$ складывается из суммы уже отмеченных положительных вкладов и весьма заметных отрицательных вкладов, приходящихся на квадранты 1 ($u' > 0, v' > 0$) и 3 ($u' < 0, v' < 0$), $|\langle u'v' \rangle|_{1+3} \approx 0,32\overline{u'v'}$. Физически последние два типа событий означают соответственно возвращение порций замедленной жидкости в пристеночную зону и отражение от стенки порций ускоренной жидкости, проникающих в подслой из внешней области течения. Как показано в [1.47], вклад в полную величину $\overline{u'v'}$ от выбросов $\langle u'v' \rangle_2$ превышает вклад от вторжений $\langle u'v' \rangle_4$ не только вблизи стенки ($y^+ \approx 30$), но и по всей толщине пограничного слоя. Это видно из рис. 1.16, где приведено отношение $\langle u'v' \rangle_2 / \langle u'v' \rangle_4$ в зависимости от безразмерного расстояния y/δ от стенки. Для большей части пограничного слоя это отношение составляет в среднем около 1.35.

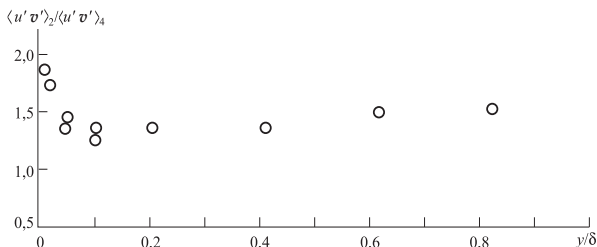


Рис. 1.16. Отношение вклада в полную величину $\overline{u'v'}$ от выбросов $\langle u'v' \rangle_2$ к вкладу от вторжений $\langle u'v' \rangle_4$ в зависимости от безразмерного расстояния y/δ от стенки [1.47]

Аналогичные измерения при $H = 0$ были проведены в двумерном потоке в канале [1.50]. В целом эти данные согласуются с приведенными выше результатами измерений в пограничном слое, однако имеются и некоторые расхождения. В частности, по данным [1.50] при $y^+ < 15$ вклад от вторжений ускоренной жидкости превышает вклад от выбросов замедленной жидкости, а при $y^+ > 15$ отношение $\langle u'v' \rangle_2 / \langle u'v' \rangle_4$ несколько меньше, чем в опытах [1.47]. Как указывается в [1.47], это расхождение может быть обусловлено тем, что, во-первых, число Рейнольдса в опытах [1.50] было заметно меньше, чем в [1.47], и, во-вторых, в одном случае измерения проводились в турбулентном пограничном слое [1.47], а в другом случае — в двумерном канале [1.50].

Что касается влияния порога дискриминации H на вклад в полную величину $\overline{u'v'}$ от разных квадрантов плоскости (u', v') , то, как видно из рис. 1.15, с ростом H вклад от выбросов (кривая 2) становится все более преобладающим, в то время как вклад от квадранта 4 (кривая 4) и особенно от квадрантов 1 и 3 (кривая 1 и 3) быстро уменьшается. При $H \gtrsim 4$ остается

практически только вклад от выбросов — кривая 2, который составляет при этом около 30 % от полной величины $u'v'$.

Здесь важно отметить явно выраженный перемежаемый характер сигнала $u'v'$. На рис. 1.15 приведена кривая 6, представляющая ту долю Δt_H общего времени t , в течение которой сигнал $u'v'$ находится ниже порога дискриминации H . При этом вклад $\langle u'v' \rangle_H$ от этих участков сигнала в полную величину $\overline{u'v'}$ представлен кривой 5. Видно, что уже при $H \approx 0,5$ доля времени Δt_H составляет около 60 % от t , при том что вклад от $\langle u'v' \rangle_H$ составляет лишь около 2 %.

Это свидетельствует о том, что в этом случае сигнал $u'v'$ в течение большей части времени (около 60 %) близок к нулю, а подавляющая часть вклада в $u'v'$ (около 98 %) приходится лишь на 40 % общего времени.

При определении средней частоты f_B выбросов (или периода T_B между ними) в [1.47] величина порога дискриминации H_B выбирались таким образом, чтобы при $H > H_B$ оставался только вклад в величину $u'v'$ от выбросов $\langle u'v' \rangle_2$, т. е. $H_B = 4\text{--}4.5$ (рис. 1.15). При определении же частоты f_S вторжений выбор порога дискриминации $H_S \approx 2,5$ в [1.47] был основан на том, что при этом значении H_S становится минимальным вклад в $u'v'$ от квадрантов 1 и 3. В [1.47] было установлено, что при этих условиях средний период между выбросами равен среднему периоду между вторжениями: $T_B = T_S \approx 30 \delta^* / U_\infty$, где δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя.

1.3.2. Метод опознавания выбросов по уровню пульсации u' . В данном методе используется то обстоятельство, что, согласно визуальным исследованиям [1.24, 1.25], непосредственно перед выбросом мгновенная скорость резко уменьшается, при этом порция замедленной жидкости поднимается от стенки.

Особенность метода состоит в том, что он отличается простотой, поскольку для его реализации требуется измерение во времени мгновенного значения только продольной пульсации скорости вблизи стенки. В соответствии с [1.33] выброс регистрируется в том случае, если отношение амплитуды пульсации скорости u' к среднеквадратичному значению $\sqrt{u'^2}$ меньше наперед заданного значения порога дискриминации L , т. е. функция детекции определяется как

$$D(L, t) = \begin{cases} 1, & \text{если } u' / \sqrt{u'^2} \leq L \\ 0, & \text{если } u' / \sqrt{u'^2} > L \end{cases}$$

и при этом значение u' продолжает уменьшаться, т. е.

$$\frac{du}{dt} < 0$$

С помощью этого критерия опознавания выбросов в [1.33] была исследована связь между процессами обновления подслоя и порождением энергии турбулентности в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.

Измерение величины мгновенного произведения $u'v'$ (t) проводилось с помощью X-образного термоанемометрического датчика, установленного на расстоянии от стенки $y^+ = 30$. В этом же измерительном сечении, на расстоянии