

УДК 532.517

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭНЕРГИИ ПОТОКА В ПОЛЕ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

В. А. ВОСКОВОЙНИК*

Институт гидромеханики НАН Украины
ул. Желябова, 8/4, 03680, ГСП, Киев-180, Украина
*E-mail: vlad.vsk@gmail.com

Получено 05.09.2011

Исследованы особенности трансформации энергии потока в поле пульсаций пристеночного давления. Сопоставлены вклады различных факторов, наблюдаемых в канонических внутренних и внешних течениях, в изменение интенсивности пульсаций пристеночного давления. Представлены обобщающие данные о влиянии чисел Рейнольдса и Кармана, диаметров чувствительной поверхности датчиков пульсаций давления и диаметра отверстия над утепленными микрофонами на интенсивность пульсаций пристеночного давления. Указаны максимальные значения акустико-гидродинамического коэффициента, которые могут быть измерены точечными датчиками пульсаций давления. Получена предельная зависимость изменения интенсивности пульсаций пристеночного давления от числа Кармана для турбулентного течения над гладкой поверхностью с нулевым градиентом давления.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: когерентные вихревые структуры, пульсации пристеночного давления, датчик пульсаций давления

Досліджені особливості трансформації енергії потоку в поле пульсацій пристінного тиску. Співставлені внески різних факторів, які спостерігаються в канонічних внутрішніх та зовнішніх течіях, у зміну інтенсивності пульсацій пристінного тиску. Представлені узагальнюючі результати впливу чисел Рейнольдса й Кармана, діаметрів чутливої поверхні датчиків пульсацій тиску й діаметра отвору над утепленими мікрофонами на інтенсивність пульсацій пристінного тиску. Вказані максимальні значення акустико-гідродинамічного коефіцієнта, які можуть бути виміряні точковими датчиками пульсацій тиску. Отримано граничну залежність зміни інтенсивності пульсацій пристінного тиску від числа Кармана для турбулентної течії над гладкою поверхнею з нульовим градієнтом тиску.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: когерентні вихрові структури, пульсації пристінного тиску, датчик пульсацій тиску

The paper deals with studying of features of flow energy transformation to wall-pressure fluctuations. The contributions of different factors observed in the canonical internal and external flows to variation of wall-pressure fluctuation intensity are compared. Summarizing results of the effect of the Reynolds and Karman numbers, diameters of sensitive surface of pressure fluctuation sensors and hole above the flush-mounted microphones on wall-pressure fluctuation intensity are presented. The maximum values of the acoustic-hydrodynamic coefficient which can be measured by the point pressure fluctuation sensors are obtained. The limiting dependence from the Karman number is obtained for variation of wall-pressure fluctuation intensity of a turbulent flow above the smooth surface with zero pressure gradient.

KEY WORDS: coherent vortex structures, wall pressure fluctuations, pressure fluctuation sensor

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что обтекание тела потоком жидкостями, особенно при высоких скоростях, сопряжено с генерацией аэрогидродинамического шума и сопротивления, интенсивность которых в значительной степени зависит от формы тела и режима течения. В турбулентном потоке, наряду со звуковой компонентой гидродинамического шума, существует и так называемая псевдозвуковая. Согласно Блохинцеву [1], она имеет не акустическую, а гидродинамическую природу. Дело в том, что в турбулентном потоке вихревое движение, обусловленное перемещением вихревых структур различных масштабов, генерирует интенсивные вариации гидродинамического давления. Перенос осредненным потоком таких структур мимо неподвижного датчика пульсаций давления обуславливает воздействие на него осциллирующих давлени-

ний, неотличимых с измерительной точки зрения от звуковых пульсаций. Однако пространственно-временное изменение псевдозвуковых давлений не имеет ничего общего со скоростью звука, а полностью определяется скоростью переноса вихрей потоком. Поэтому псевдозвуковые источники локализованы преимущественно внутри турбулентного потока, в то время как собственно звук распространяется на большие расстояния за пределами занятой течением области. Так, при удалении от обтекаемой поверхности на расстояния, равные нескольким толщинам пограничного слоя, псевдозвуковые пульсации давления практически полностью затухают. Внутри же турбулентного пограничного слоя (в том числе, и на самой обтекаемой поверхности) интенсивность псевдозвуковых давлений будет на несколько порядков выше, чем звуковых [2–4].

Изучение физики турбулентных пульсаций дав-

ления очень важно не только из-за того, что они являются непосредственным источником гидродинамического шума и возбуждают обтекаемую поверхность, генерируя вибрационные колебания. Псевдозвуковые компоненты зачастую оказываются определяющими при численном моделировании течений, поскольку они входят в корреляционные зависимости в уравнениях переноса для напряжений Рейнольдса и в тензоре диссипации энергии [5–7]. Традиционно анализ пульсаций давления основывается на уравнении Пуассона, которое для несжимаемой жидкости в декартовой системе координат принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \nabla^2 p' &= \frac{1}{\rho} \nabla^2 (p'_r + p'_s) = \\ &= -2 \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j}). \end{aligned}$$

Как следует из уравнения Пуассона, для несжимаемой жидкости пульсации давления, связанные с полем пульсаций скоростей, обусловлены двумя механизмами:

- взаимодействием пульсаций скорости с градиентами осредненной скорости, именуемым взаимодействием осредненного течения с турбулентностью (быстрые или линейные пульсации давления p'_r – соответствующий член уравнения линейно связан с пульсациями скорости);
- взаимодействием турбулентности с турбулентностью (медленные пульсации давления p'_s , частота генерации которых намного ниже, чем для быстрых, нелинейные – связаны с пульсациями скорости по квадратичному закону).

Давление в данной точке течения представляет собой результирующую информацию о поле скоростей. Это дает возможность, используя ансамбль соответствующих датчиков, получить данные о пульсациях скорости и потоке завихренности, исходя из оценки локальных и взаимных характеристик поля пульсаций давления. Пульсации пристеночного давления являются прямой мерой действия сил, возбуждающих обтекаемую поверхность и непосредственно связаны с неустойчивостью течения вблизи нее. Знание параметров неустойчивости имеет первостепенную важность для понимания динамики пристеночных турбулентных течений. Непосредственное их описание и изучение в реальном пространственно-временном масштабе затруднено

в силу существенной трехмерности, нерегулярности и неустойчивости. Однако эта задача значительно облегчается при применении законов теории вероятности и математической статистики. Исходя из этого, большинство экспериментальных и численных исследований направлено на определение осредненных по времени или по ансамблю значений скорости, давления, завихренности, температуры и пр. [8, 9].

Когерентная часть пульсаций пристеночного давления может рассматриваться как отпечаток, который оставляют продольные вихри буферной области [10]. Обнаружено подобие между поперечным градиентом пульсаций пристеночного давления $((\partial p' / \partial z)_w)$ и продольным потоком завихренности над стенкой, обусловленным действием вихревых структур вблизи нее. Область положительных давлений связывается с движением смыва, формируемого продольными вихрями, в то время как отрицательное давление наблюдается под ядром вихря и в области эжекции жидкости, движущейся от стенки [11].

В последнее время наблюдается повышенный интерес к пониманию динамики канонических турбулентных пристеночных течений с точки зрения изучения крупномасштабного движения и мелкомасштабных когерентных вихрей, а также осредненных характеристик, масштабируемых внутренними и внешними переменными. Эти вопросы достаточно полно освещены в работе [12]. В ряде научных центров при исследовании течений в трубах, каналах и в пограничных слоях идентифицировались очень крупномасштабные структуры, имеющие продольный масштаб до 10 толщин пограничного слоя, радиусов труб или полуширин каналов [13–16].

В настоящее время хорошо известно, что когерентные турбулентные структуры играют определяющую роль в процессе генерации пристеночных давлений, а интенсивные пульсации давления оказывают существенное воздействие на интегральные характеристики поля давлений. На основе экспериментальных исследований и численного моделирования установлено, что турбулентный пограничный слой насыщен вихревыми структурами различных масштабов, диапазон которых расширяется с увеличением числа Рейнольдса.

За более, чем полувекковой период интенсивных исследований полей пульсаций пристеночного давления в условиях внешнего и внутреннего обтекания тел разнообразных форм и размеров накоплен большой объем информации. В связи с этим появилась возможность обобщить наблюдаемые особенности формирования и развития таких полей

для различных условий течения, а также определить или уточнить механизмы и источники генерации аэрогидродинамического шума. Частично это сделано в обзорных работах [3, 4, 8, 9].

Целью данного исследования было определение особенностей трансформации энергии турбулентного течения в поле пульсаций пристеночного давления для канонических внутренних и внешних течений, а также изучение влияния ряда факторов на его интенсивность. Кроме того, ставилась задача провести верификацию экспериментальных результатов, полученных автором, а также определить предельную зависимость изменения коэффициента Крейчмана от числа Кармана для точечного датчика пульсаций давления. Такая зависимость может быть использована при проектировании гидроакустических средств и при создании статистических моделей поля пульсаций пристеночного давления.

1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ВНУТРЕННИХ И ВНЕШНИХ ТЕЧЕНИЯХ

Отметим, что в природе или реальных технических устройствах обтекаемые поверхности обычно искривлены и зачастую шероховаты, а осредненное течение редко бывает двумерным. Несмотря на это, пространственно развивающийся турбулентный пограничный слой с нулевым градиентом над гладкой плоской пластиной и турбулентное течение в прямолинейном гидравлически гладком канале (трубе) остаются важными для теоретических, численных и экспериментальных исследований. Известно, что основное различие между двумя каноническими случаями – внутренним течением в канале (трубе) и внешним обтеканием тел, связанными с формированием пограничных слоев – заключается в наличии перемежаемости во внешней области пограничного слоя. Обнаружено, что пульсации поперечной скорости и давления будут более интенсивными в пограничном слое. Указанная особенность хорошо проявляется в поле пульсаций пристеночного давления, генерируемом внешним перемежающимся слоем. Это обусловлено различием между областями ламинарного и турбулентного течения. Так, ламинарное течение в перемежающейся области турбулентного пограничного слоя имеет пониженные уровни напряжений Рейнольдса. Перемежаемость приводит и к более интенсивному следовому компоненту профиля осредненной скорости во внешних потоках, где наблюдается повышение уровня генера-

ции энергии, являющееся несомненной причиной роста поля пульсаций.

В отличие от турбулентных течений в трубах и каналах, численное моделирование канонического внешнего турбулентного течения (как прямое – DNS, так и моделирование крупными вихрями – LES) ограничивается малыми и средними числами Рейнольдса из-за ограниченности существующих компьютерных ресурсов. На сегодняшний день использование современных компьютеров и мощных компьютерных многокластерных комплексов позволяет провести вычисления с расчетной сеткой, имеющей несколько миллиардов узлов, что для внутренних течений дает возможность посредством прямого численного моделирования достичь чисел Рейнольдса (а точнее, чисел Кармана) порядка $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu \approx 2000$ [17]. Пространственное разрешение задач с пограничным слоем осуществляется значительно труднее, поскольку для моделирования роста пограничного слоя требуются очень протяженные области в продольном направлении, а следовательно, и большее время счета. Последнее может увеличиваться еще и за счет растущей пространственной неоднородности поля течения даже для средних чисел Рейнольдса. Дополнительно расчет усложняют входные и выходные граничные условия, в особенности, условия на свободной границе пограничного слоя. Как известно, прямое численное моделирование позволяет разрешить все временные и пространственные масштабы, удовлетворяющие частоте дискретизации и численной сетке. В то же время, при использовании LES требования разрешения существенно ограничиваются рядом параметров. Крупные энергосодержащие масштабы течения дискретизируются используемой сеткой и достаточно точно определяются как в пространстве, так и во времени. Влияние же структур наименьших масштабов (по всей видимости, они более однородны) необходимо задавать, исходя из дополнительных соображений. Для этого используются так называемые подсеточные модели (SGS), которые добавляются в уравнения движения, чтобы компенсировать недостающее пространственное разрешение.

Рассмотрим и проанализируем некоторые из результатов численного моделирования для обтекаемых поверхностей в условиях внешнего и внутреннего течений. В работе [18] получены интегральные и спектральные характеристики поля пульсаций пристеночного давления в двумерных турбулентных пограничных слоях для диапазона чисел Кармана $1000 \leq Re_\tau \leq 10000$. В частности, на основании информации о профиле осредненной скорости и пульсаций вертикальной скорости

рассчитаны продольные волновые спектры пульсаций давления. Профили осредненной скорости определялись из закона стенки и функции следа Коула. В волновых спектрах исследована область перекрытия или инерционная область (по Брэдшоу), где спектральные уровни обратно пропорциональны волновому числу. Известно, что эта область исчезает при малых числах Рейнольдса, подобно логарифмическому слою вблизи стенки. В расчетах с неблагоприятным градиентом давления обнаружено, что возрастают уровни волнового спектра при низких и средних волновых числах, а область перекрытия не изменяется. Исследования показали, что частотные спектры пульсаций пристеночного давления лучше всего нормировать динамической скоростью, касательными напряжениями и толщиной пограничного слоя в зависимости от безразмерной частоты $\omega\delta/u_\tau$.

Сформированный над плоской пластиной турбулентный пограничный слой численно исследовался в статье [19] с помощью метода прямого численного моделирования для чисел Рейнольдса $225 \leq Re_\theta = U\theta/\nu \leq 1410$, где U – скорость набегающего потока; θ – толщина потери импульса пограничного слоя. Трехмерные уравнения Навье–Стокса решались спектральным методом с периодическими продольными и поперечными граничными условиями. Получено достаточно хорошее совпадение с экспериментальными результатами, причем наибольшая разница (до 5 %) наблюдалась при сопоставлении коэффициентов трения для самых высоких исследуемых чисел Рейнольдса. Установлено, что интенсивности давления и завихренности растут с увеличением числа Рейнольдса, что согласуется с теорией активного и неактивного движения, предложенной Таунсендом и Брэдшоу. Среднеквадратичные значения пульсаций давления, нормированные квадратом динамической скорости, ведут себя подобно среднеквадратичным значениям пульсаций скорости: с увеличением числа Рейнольдса (числа Кармана) незначительно возрастают во внешней области пограничного слоя и существенно – в пристеночной области.

В исследовании [20] проведено прямое численное моделирование турбулентного пограничного слоя для чисел Кармана $Re_\tau = (400 \dots 700)$ с нулевым градиентом давления. Результаты расчетов сопоставлены с опытными данными, полученными для подобного течения в канале. Обнаружено незначительное увеличение пульсаций продольной скорости, что не согласуется с данными, приведенными в более ранних источниках. Например, в работе [21] утверждалось, что внешняя область вне-

пних течений содержит структуры, генерирующие поперечные скорости, которые во внутренних течениях отсутствуют или имеют меньшую интенсивность. Здесь приведены результаты прямого численного и физического моделирования турбулентного пограничного слоя для чисел Рейнольдса до $Re_\theta = 2500$. Установлено, что пульсации пристеночного давления, нормированные касательными напряжениями на стенке, под турбулентным пограничным слоем на 10 % выше, чем для течения в канале при соответствующем числе Рейнольдса [21]. В работе [22] методом LES численно исследованы ламинарный, переходной и турбулентный пограничные слои с нулевым градиентом давления для чисел Рейнольдса $Re_\theta \leq 4300$. При этом ламинарное течение наблюдалось для чисел Рейнольдса $Re_\tau \leq 180$. Сопоставление результатов с DNS расчетами и экспериментами показало удовлетворительное соответствие в области малых и средних чисел Рейнольдса. В [21] установлено, что пристеночные струйки успешно масштабируются внутренними единицами, а крупномасштабные структуры внешней области пограничного слоя довольно отчетливо идентифицируются как в пространственных, так и частотных спектрах. Разделение пристеночных струек оценивалось как примерно 120 внутренних единиц по ширине и около 1000 единиц в длину. Показано, что доминирующая крупномасштабная структура имеет ширину порядка 0.85 толщины пограничного слоя и сохраняется в течение времени $\sim 10\delta/U$.

Авторами [23] проведено прямое численное моделирование турбулентного пограничного слоя для чисел Рейнольдса $Re_\theta = (570 \dots 2560)$. Поле мгновенных значений и взаимные корреляции пульсаций продольной скорости дали возможность идентифицировать очень крупномасштабное движение в пограничном слое с характерной шириной (0.1...0.2) толщины пограничного слоя. Эта структура течения имеет статистически определенную длину порядка 6 толщин пограничного слоя в продольном направлении. В то же время, мгновенные картины течения выявили наибольшую крупномасштабную структуру до 20 толщин пограничного слоя, что согласуется с масштабом меандрирующей сверхструктуры, обнаруженной в [16].

В работе [24] прямое численное моделирование проводилось для турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости над плоской пластиной с нулевым градиентом давления. Расчеты выполнены для чисел Рейнольдса $80 \leq Re_\theta \leq 940$. При $Re_\theta \approx 750$ наблюдался естественный переход к турбулентности. Наряду с этим, в некоторых

исследованиях использовались локальные возмущения для турбулизации течения при малых числах Рейнольдса. Например, в [24] показано, что на последней стадии переходного процесса, так же, как и в развитом турбулентном пограничном слое, наблюдается преобладание шпилькообразных когерентных вихревых структур. Прямое численное моделирование поля пульсаций пристеночного давления под турбулентным пограничным слоем на плоской пластине с неблагоприятным градиентом давления, обуславливающим понижение интенсивности пульсаций пристеночного давления в области малых чисел Кармана, выполнены в работе [25].

В статье [10] посредством прямого численного моделирования исследовалось поле пульсаций давления в турбулентном течении в канале. Изучались статистические характеристики быстрого (линейного) и медленного (нелинейного) давления. Обнаружено, что медленные пульсации давления превышают быстрые по всей ширине канала, за исключением пристеночной области, где они имеют приблизительно одинаковую амплитуду. Это несколько расходится с общепринятой точкой зрения, утверждающей, что члены нелинейных источников незначительны по сравнению с линейными.

В работе [26] с использованием прямого численного моделирования турбулентного течения в канале проведены вычисления трехмерных частотно-волновых спектров пульсаций пристеночного давления. Показано, что на низких частотах предпочтительно масштабировать спектры внешними переменными, а на высоких – внутренними. С увеличением числа Рейнольдса при масштабировании данных внутренними переменными мощность пульсаций давления растет в низкочастотной области, а при масштабировании внешними – в области высоких частот.

В [26] отмечено, что вклад вихревых структур, развивающихся внутри буферной области пограничного слоя, обуславливает наклон ω^{-5} в высокочастотной области, а вклад движений внутри логарифмической области приводит к наклону ω^{-1} в инерционной области спектра пульсаций давления. Низкие уровни среднеквадратичных пульсаций пристеночного давления, отнесенных к касательным напряжениям на стенке (порядка 1.5), объясняются малостью расчетного числа Рейнольдса, при котором наблюдаются очень слабые псевдозвуковые эффекты в высокочастотной области [26]. Для такого режима течения спектральная плотность мощности пульсаций давления на стенке канала убывает пропорционально

ω^{-5} , а область с наклоном ω^{-1} становится исчезающе малой.

Прямое численное моделирование поля пульсаций пристеночного давления турбулентного течения в канале для чисел Кармана $90 \leq Re_\tau \leq 1440$ и скоростей течения от 14 до 21 м/с выполнено в работе [6]. Установлено, что нормированные среднеквадратичные пульсации давления изменяются пропорционально логарифму числа Кармана по закону

$$\left(\frac{p'_{rms}}{\tau_w} \right)^2 = 2.6 \ln Re_\tau - 11.25. \quad (1)$$

В статье [27] численно исследовано турбулентное течение в канале для $Re_\tau \leq 2000$, а в [28] – для $160 \leq Re_\tau \leq 590$. На основании результатов прямого численного моделирования поля пульсаций пристеночного давления в канале с турбулентным течением для чисел Кармана от 180 до 1020, рассчитанных по полуширине канала и динамической скорости, в [29] предложена аппроксимирующая зависимость

$$\left(\frac{p'_{rms}}{\tau_w} \right)^2 = 2.15 \ln Re_\tau - 8.9,$$

дающая меньшие значения нормированных пульсаций давления, чем, например, прогнозируется в работе [19]. Это объясняется различием структуры внешних слоев в канале и в пограничном слое.

В статье [30] методом конечных разностей второго порядка проведено прямое численное моделирование несжимаемого турбулентного течения в трубе для чисел Рейнольдса $Re_D = UD/\nu = 5300$ и 44000 , а также для чисел Кармана $Re_\tau = u_\tau R/\nu = 180$ и 1142 . Визуализация течения показала, что при $Re_D = 5300$ формируются крупномасштабные пристеночные волнистые (червеобразные) струйки, сохраняющие свою когерентность в осевом направлении на расстоянии более $8R$, а в радиальном – более $0.2R$. Они неплохо коррелируют друг с другом в азимутальном направлении. При $Re_D = 44000$ продольный размер струек уменьшается, однако если перейти к нормировке по пристеночным единицам, азимутальный масштаб оказывается сопоставимым с масштабом, характерным для меньшего числа Рейнольдса. Высокоскоростные волнистые структуры вытягиваются вдоль осевого направления и наблюдаются в срединном сечении трубы, а их продольный и азимутальный масштабы существенно не изменяются с ростом числа Рейнольдса от 5300 до 44000.

Рис. 1 иллюстрирует результаты численных расчетов интенсивности пульсаций пристеночного

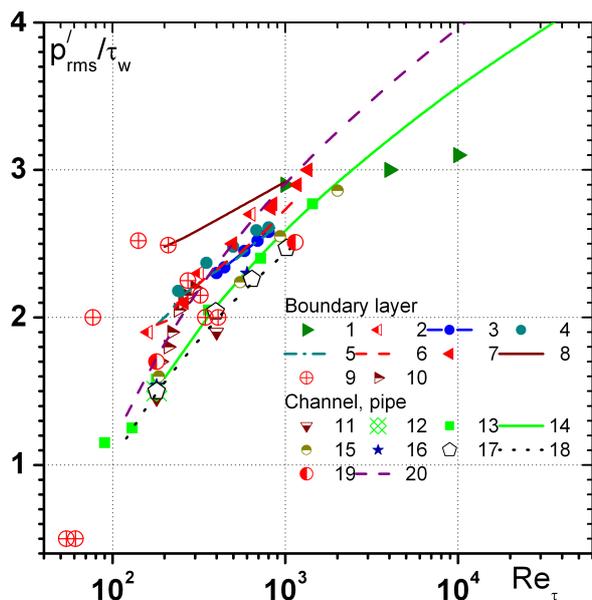


Рис. 1. Изменение коэффициента Крейчана (по результатам численного моделирования внутренних и внешних течений):

1 – [18]; 2 – [19]; 3 – [20]; 4 – [21]; 5 – 7 – [22]; 8 – [23]; 9 – [24]; 10 – [25]; 11 – [10]; 12 – [26]; 13 – 14 – [6]; 15 – [27]; 16 – [28]; 17 – 18 – [29]; 19 – [30]; 20 – корректировочная зависимость (2)

давления для турбулентного внутреннего и внешнего течения, нормированных касательными напряжениями на обтекаемой поверхности, в зависимости от числа Кармана $p'_{\text{rms}}/\tau_w = f(\text{Re}_\tau)$, где p'_{rms} – среднеквадратичное значение пристеночных пульсаций давления; $\tau_w = \rho u_\tau^2$ – касательные напряжения на стенке; $\text{Re}_\tau = u_\tau \delta / \nu$ (или $\text{Re}_\tau = u_\tau R / \nu$) – число Кармана; ρ – плотность жидкости (газа); u_τ – динамическая скорость; δ – толщина пограничного слоя; R – радиус трубы (полувысота канала). В наших исследованиях используется число Кармана, дающее представление о соотношении внешних и внутренних масштабов пограничного слоя или внутренних течений. Изображенные на рис. 1 кривые 1–10 получены для внешних течений с пограничными слоями, а 11–19 рассчитаны для течений в каналах или трубах.

Как показали расчеты и экспериментальные исследования, интенсивность пульсаций пристеночного давления, нормированная касательными напряжениями на стенке (коэффициент Крейчана), пропорциональна логарифму числа Кармана (см., например, кривые 14 и 18). Эта аппроксимация впервые была предложена Брэдшоу [32]. При этом зависимости, полученные для турбулентных пограничных слоев над гидравлически гладкими пластинами с нулевым градиентом давления, ра-

сполагаются несколько выше, чем для внутренних течений в каналах и трубах. Для каждого из видов канонического течения расчетные данные неплохо группируются, за исключением результатов работы [24], в которой применялась искусственная турбулизация пограничного слоя. В связи с этим предлагается наряду с зависимостью (1), отображаемой кривой 14, для определения интенсивности пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя на гидравлически гладкой пластине с нулевым градиентом давления использовать следующее откорректированное соотношение (кривая 20):

$$\left(\frac{p'_{\text{rms}}}{\tau_w}\right)^2 = 3.15 \ln \text{Re}_\tau - 13.3. \quad (2)$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

На протяжении более полувекового периода экспериментальные исследования поля пульсаций пристеночного давления пограничных слоев проводились с применением разнообразных по исполнению микрофонов и гидрофонов, устанавливаемых либо заподлицо с обтекаемой поверхностью, либо под миниатюрные отверстия на ней. Применение приемников пульсаций давления на поверхности без нарушения ее сплошности имеет определенные преимущества, поскольку оно не нарушает структуру набегающего потока ни во внутренних, ни во внешних течениях. Это конструктивное решение нашло широкое применение в устройствах контроля и управления пограничными слоями с обратной связью. В таких системах датчики пульсаций давления или касательных напряжений работают в реальном масштабе времени и посредством соответствующих электронных и механических приводов управляют работой актуаторов, воздействующих на структуру пограничного слоя с целью снижения сопротивления обтекаемых тел, гидродинамического шума, интенсификации тепло- и массопереноса [33, 34]. Зачастую из-за больших габаритов приходится размещать под обтекаемой поверхностью утепленные датчики, соединенные с течением через отверстия. Это нарушает сплошность поверхности и вследствие взаимодействия генерируемых внутри отверстия вихревых структур с пограничным слоем или внутренним течением изменяет свойства пристеночного слоя. Внутри отверстий возникают резонансные колебания, нередко приводящие к автоколебаниям в нишах над обтекаемой по-

верхностью утопленных приемников. Еще одной серьезной проблемой, возникающей при гидродинамическом использовании утопленных приемников, становится наличие миниатюрных пузырьков воздуха, которые могут находиться внутри ниши над датчиком, существенно демпфируя пульсации давления и обуславливая значительные погрешности при их измерении. В связи с этим при дальнейшем рассмотрении целесообразно разделить экспериментальные исследования с утопленными и заделанными заподлицо датчиками пульсаций давления.

2.1. Датчики, установленные заподлицо с обтекаемой поверхностью

Эксперименты [35] проводились в аэродинамической трубе под турбулентным пограничным слоем на гладкой плоской поверхности датчиками пульсаций давления диаметром 0.00074 м или $d^+ = u_\tau d / \nu = (160 \dots 280)$, установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью. Скорость течения составляла от 100 до 160 м/с. Результаты исследований показали, что структура поля пульсаций пристеночного давления определяется в основном вкладом источников давления, имеющих широкий диапазон конвективных скоростей, которые можно объединить в два семейства волновых чисел. Первое из них – высокочастотные компоненты, связанные с турбулентным движением в пристеночной области пограничного слоя. На него приходится порядка 75 % мощности среднеквадратичных пульсаций давления. Второе семейство объединяет компоненты с длиной волны, большей, чем две толщины пограничного слоя. Его появление обусловлено переносом крупномасштабных вихревых структур внешней области пограничного слоя, а вклад их в энергию пульсаций пристеночного давления составляет около 25 %.

В работе [36] описаны экспериментальные исследования в аэродинамической трубе открытого типа с нулевым градиентом давления, на стенке которой устанавливались микрофоны, утопленные под отверстие диаметром 0.00075 м, а также пьезоэлектрические датчики с таким же размером чувствительной поверхности, установленные заподлицо с обтекаемой поверхностью. Проведены сопоставительные исследования по влиянию отверстия на поле пульсаций пристеночного давления для скоростей течения от 24 до 36 м/с под турбулентным пограничным слоем. Измерения проводились в высокочастотной области спектра ($200 \text{ Гц} \leq f \leq 12500 \text{ Гц}$) для чисел Кармана $1900 \leq \text{Re}_\tau \leq 3800$ и нормированного диаметра при-

емной поверхности $44 \leq d^+ \leq 65$. Установлено, что применение утопленных микрофонов приводит к завышению пульсаций пристеночного давления в частотном диапазоне $\omega \nu / u_\tau^2 \geq 0.1$ (при нормировке частоты по внешним переменным – $\omega \delta^* / U \geq 1$). Максимальное различие достигает четырех раз (12 дБ) и наблюдается на частоте $\omega \nu / u_\tau^2 \approx 0.6$ ($\omega \delta^* / U \approx 6$). Это приводит к переоценке среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления на (20...25) %, измеренных утопленными датчиками. Устраняя разрывность обтекаемой поверхности за счет заполнения отверстия и ниши над микрофоном силиконовым маслом, удалось достичь равенства показаний с пьезоэлектрическими датчиками, установленными заподлицо. Таким образом, из-за взаимодействия турбулентного пограничного слоя с малым отверстием над утопленным датчиком регистрируются повышенные уровни пульсаций пристеночного давления с длинами волн, не превышающими диаметр отверстия.

В статье [37] описаны эксперименты в малоп шумной аэродинамической трубе, скорость потока на оси которой составляла 6.3 м/с. На стенке трубы формировался турбулентный пограничный слой с толщиной 0.03 м, толщиной вытеснения $\delta^* = 0.0046$ м и толщиной потери импульса $\theta = 0.0033$ м. Динамическая скорость, касательные напряжения на стенке и число Кармана составляли $u_\tau = 0.28$ м/с, $\tau_w = 0.09$ Па и $\text{Re}_\tau = u_\tau \delta / \nu \approx 550$ соответственно. Поле пульсаций пристеночного давления измерялось миниатюрным электростатическим микрофоном с диаметром чувствительной поверхности $d = 10^{-3}$ м и конденсаторными микрофонами фирмы Брюль и Кьер с диаметрами от 0.0021 до 0.018 м, которым отвечали безразмерные диаметры $19 \leq d^+ \leq 333$. Датчики устанавливались заподлицо с обтекаемой поверхностью. Кроме того, авторами [37] посредством экстраполяции экспериментальных результатов были проведены корректировочные расчеты, учитывающие влияние размера датчика на измеряемые пульсации пристеночного давления. Так, датчик нулевого размера $d^+ \rightarrow 0$, установленный заподлицо с обтекаемой гладкой плоской поверхностью под турбулентным пограничным слоем, при нулевом градиенте давления должен измерить среднеквадратичное значение пульсаций пристеночного давления $p'_{\text{rms}} = 0.0102q$ ($q = \rho U^2 / 2$), что после нормировки касательными напряжениями на стенке дает 2.58.

В работе [38] эксперименты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе на гладкой и шероховатой плоской стенке, где заподлицо с об-

текаемой поверхностью устанавливались пьезокерамические датчики пульсаций давления. Диаметр чувствительной поверхности датчика составлял 0.0041 м, что при скорости течения от 47 до 62 м/с и толщине пограничного слоя $28 \leq \delta/d \leq 31$ соответствует $400 \leq d^+ \leq 550$. Оказалось, что с увеличением безразмерного диаметра чувствительной поверхности датчика, а также с уменьшением скорости потока измеренные среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления, нормированные динамическим давлением, убывают. Шероховатость обтекаемой поверхности (порядка (100...150) пристеночных единиц) приводит к росту коэффициента Крейчнана. Наряду с этим установлено, что генерирующие давление вихри затухают и вырождаются при прохождении расстояния порядка 6 своих длин волны.

Публикация [39] посвящена экспериментальным исследованиям в аэродинамической трубе на плоской пластине, над которой формировался двумерный турбулентный пограничный слой с нулевым градиентом давления при скорости течения от 5.5 до 11 м/с и интенсивности турбулентности потока, не превышающей 0.08 %. В измерениях использовались четыре миниатюрных высокочастотных датчика модели XCS-062-5-D (фирмы Kulite Semiconductor Products) с разрешением около 10 вязких единиц. Сигналы от них одновременно регистрировались многоканальной аппаратурой. Таким образом, обеспечивалась возможность, наряду с измерением взаимных статистических характеристик поля пульсаций пристеночного давления, фиксировать градиенты пульсаций давления в продольном и поперечном относительно течения направлениях. Это послужило основанием для расчета потока завихренности над обтекаемой поверхностью. Известно, что концепцию потока завихренности ввел Лайтхилл при рассмотрении значимости твердых границ как источников и стоков завихренности. Он же предложил модель, объясняющую как касательный к твердой границе локальный градиент давления может заставить изначально не вращающийся элемент жидкости свернуться вдоль неподвижной стенки и сформировать завихренность, обусловленную условием неравности на ней.

В работе [39] установлено, что среднеквадратичные значения потока завихренности, нормированные внутренними пристеночными переменными, сильно зависят от числа Рейнольдса, что указывает на недостаточную универсальность такого масштабирования. Эксперименты выявили два преобладающих направления вектора потока завихренности, имеющие высоко- и низкоамплитудные

пульсации, обусловленные процессом выброса и смыва пристеночных вихревых структур над обтекаемой поверхностью. Структуры, генерирующие биполярную завихренность, доминируют в пристеночной области пограничного слоя и возбуждают интенсивные пульсации пристеночного давления и потока завихренности над обтекаемой поверхностью.

Нами в гидродинамическом канале были проведены экспериментальные исследования поля пульсаций пристеночного давления, измеренного миниатюрными пьезокерамическими датчиками, установленными заподлицо с поверхностью продольно обтекаемых гибких цилиндров. Модели гибких цилиндров длиной до 20 м и диаметром от 16 до 44 мм буксировались на глубине порядка 1 м от поверхности воды. Более подробно экспериментальный стенд и методика буксировочных испытаний описаны в публикациях [40, 41]. Для проведения этих исследований были специально спроектированы и изготовлены датчики пульсаций пристеночного давления мембранного типа, имеющие эффективный диаметр чувствительной поверхности 1.6 мм. Буксировка проводилась со скоростью от 3 до 6 м/с, а регистрация пульсаций пристеночного давления одиночными датчиками и корреляционными блоками (до четырех датчиков в корпусе на минимально возможных удалениях друг от друга по длине цилиндра и вдоль его окружности) осуществлялись при числах Рейнольдса по длине продольно обтекаемого цилиндра и его радиусу $Re_x \approx (10^6 \dots 10^8)$ и $Re_R \approx (2 \cdot 10^4 \dots 2 \cdot 10^5)$ соответственно. Для условий развитого турбулентного пограничного слоя диаметр чувствительной поверхности датчиков был $d^+ = (150 \dots 300)$, а числа Кармана – $Re_\tau \approx (3000 \dots 6000)$.

В работе [42] представлены результаты экспериментальных исследований, проведенных в большой низкотурбулентной (менее 0.5 %) гидродинамической трубе на гидравлически гладкой пластине, обтекаемой потоком со скоростями от 6 до 20 м/с. Пристеночные давления измерялись ансамблем из 16 датчиков динамического давления фирмы PSB Piezotronics типа 138M101 диаметром 5.6 мм, смонтированных заподлицо с обтекаемой поверхностью. Размер чувствительной поверхности датчиков составлял $1100 \leq d^+ \leq 3000$ для чисел Рейнольдса и Кармана $66000 \leq Re_\theta \leq 186000$ и $20600 \leq Re_\tau \leq 54100$ соответственно.

Статья [43] сообщает об экспериментах в низкотурбулентной (менее 0.3 %) аэродинамической трубе на плоской пластине с нулевым градиентом давления для скоростей потока от 5 до 15 м/с. Числа Рейнольдса и Кармана изменялись в диапа-

зонах $1577 \leq Re_\theta \leq 7076$ и $720 \leq Re_\tau \leq 2374$ соответственно. Измерения пульсаций давления проводились электретными микрофонами фирмы Knowles типа EM-3068, с диаметром чувствительной поверхности 0.7 мм. Эти микрофоны имеют довольно высокую чувствительность (до 15 мВ/Па), но их характеристика сильно нелинейна и на высоких, и на низких частотах, что необходимо учитывать при обработке и анализе результатов. В исследованиях датчики устанавливались заподлицо с обтекаемой поверхностью, а также утапливались под отверстия диаметром 0.318 и 0.15 мм, что соответствовало диапазону нормированных внутренними переменными диаметров чувствительной поверхности $2 < d^+ < 27$. Установлено, что максимально допустимый безразмерный диаметр чувствительной поверхности, не ослабляющий спектральные зависимости вплоть до $f\nu/u_\tau^2 < 1$, составляет $12 < d^+ < 18$. Следовательно, для того чтобы обеспечить удовлетворительное масштабирование спектров в области высоких частот по внутренним переменным, достаточно измерять пристеночные пульсации давления датчиками, у которых диаметр чувствительной поверхности $d^+ \leq 18$. Показано, что среднеквадратичные пульсации пристеночного давления, нормированные касательными напряжениями на стенке, увеличиваются с ростом числа Рейнольдса. Очевидно, это происходит из-за влияния крупномасштабных вихревых структур внешней области пограничного слоя. Отмечено также, что хотя p'_{rms}/q оказываются инвариантными к росту числа Рейнольдса, пульсации пристеночного давления не генерируются структурами, масштабируемыми внешними переменными. Пульсации пристеночного давления, нормированные динамическим давлением q , убывают в области низких частот с ростом числа Рейнольдса и возрастают в области высоких частот, а их суммарное проявление остается постоянным.

На основании экспериментальных результатов исследования поля пульсаций пристеночного давления с использованием полуэмпирической теории турбулентности в работах [3, 44, 45] развиты модели частотного спектра турбулентных псевдозвуковых давлений. При интегрировании по частоте предложенного спектра получена зависимость изменения среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления от числа Рейнольдса.

Измерения поля пульсаций давления на гидравлически гладкой пластине длиной более 2 м и шириной 0.5 м, расположенной вблизи поверхности дна гидродинамического лотка длиной 16 м и шириной около 1 м, проводились с помощью да-

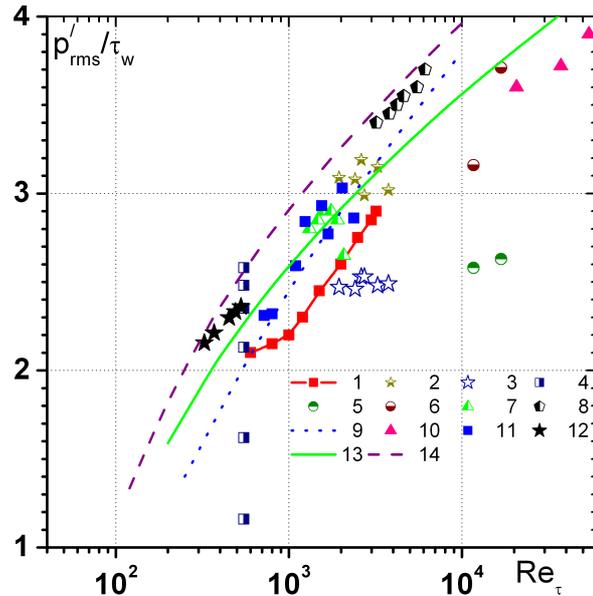


Рис. 2. Коэффициент Крейчнана, измеренный в пограничном слое датчиками пульсаций давления, установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью:

- 1 – [35]; 2–3 – [36]; 4 – [37]; 5–6 – [38]; 7 – [39]; 8 – [40];
 9 – [3]; 10 – [42]; 11 – [43]; 12 – текущие измерения;
 13 – корректировочная зависимость (1);
 14 – корректировочная зависимость (2)

тчиков пульсаций давления, подобных тем, которые устанавливались на поверхность гибкого протяженного цилиндра (см. подробности в [46, 47]). Исследования выполнялись на глубине порядка 0.3 м от свободной поверхности воды для скорости течения от 0.06 до 0.5 м/с. Им отвечали числа Рейнольдса $Re_x = (6 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^5)$ и Кармана $Re_\tau \approx (300 \dots 600)$, а безразмерный диаметр чувствительной поверхности датчиков, установленных заподлицо с поверхностью пластины, был $d^+ = (8 \dots 30)$.

Результаты измерений установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью датчиками поля пульсаций пристеночного давления, генерируемого под пограничными слоями, сформированными при обтекании плоских поверхностей, представлены на рис. 2. Как видно из графика, разброс данных здесь значительно больший, чем для численного моделирования. Отчасти это обусловлено различием экспериментальных установок, степенью турбулентности набегающего потока, шумами и помехами окружающей обстановки, качеством заделки измерительных датчиков, их быстродействием и пространственным разрешением, а также рядом других факторов. Так, увеличение диаметра чувствительной поверхности датчиков при-

водит к существенным изменениям в интенсивности и спектральном наполнении измеренного поля пульсаций пристеночного давления, что особенно отчетливо иллюстрируют данные 4 [37]. Шероховатость обтекаемой поверхности значительно интенсифицирует пульсации пристеночного давления, по сравнению с касательными напряжениями на стенке (см. кривые 5 и 6 [38]). Как следует из представленных результатов, корректировочная зависимость (2) представленная кривой 14, находится несколько выше показаний реальных датчиков, которые обладают конечным диаметром чувствительной поверхности. В то же время, модельный точечный датчик пульсаций давления, определенный согласно [37], дает результат, неплохо согласующийся с расчетными показателями. Наши данные, соответствующие измерениям на гидравлически гладкой пластине под турбулентным пограничным слоем и на поверхности продольно обтекаемого цилиндра, находясь несколько ниже корректировочной кривой, в целом удовлетворительно коррелируют как с экспериментальными, так и с расчетными значениями для соответствующих чисел Рейнольдса и Кармана.

2.2. Датчики, установленные под отверстиями на обтекаемой поверхности

Данные о целесообразности использования в качестве средств регистрации поля пульсаций пристеночного давления утопленных микрофонов достаточно противоречивы. Например, в работах [9, 36] указывается, что наличие локальных неоднородностей обтекаемой поверхности в виде отверстий порождает возмущения пограничного слоя и приводит к значительным ошибкам при измерениях поля пульсаций давления. В то же время в публикациях [48, 49] сделан вывод, что утопленные микрофоны могут быть эффективно использованы для этих целей. Ранее проведенные экспериментальные исследования показали, что регистрируемые через отверстие на поверхности уровни пульсаций пристеночного давления несколько превышают истинные значения [9, 36] (см., например, кривые 2 и 3 на рис. 2). Ошибка измерений зависит от диаметра d и глубины отверстия l , объема ниши V_c , диаметра приемной части утопленного микрофона d_p , касательных напряжений на стенке τ_w и характерного масштаба длины экспериментальной установки (L или δ). Как указано в статье [50], ошибка измерений пульсаций пристеночного давления, нормированная касательными напряжениями, является функцией комплекса безразмерных параметров $u_\tau d/\nu$, d/l , d/L , d/δ , d/d_p ,

$u_\tau \delta/\nu$. Она всегда положительна и стремится к нулю при уменьшении диаметра отверстия. С увеличением $d^+ = u_\tau d/\nu$ ошибка растет, достигая асимптотически определенного предела. При снижении d/l ошибка также увеличивается, оставаясь практически постоянной при $d/l \leq 0.5$.

В работе [51] отмечена первостепенная важность правильной оценки пространственного разрешения датчиков. В дальнейшем это было подтверждено в исследовании [43], где показано, что допустимый безразмерный диаметр датчиков, который не приводит к ощутимым изменениям спектральной плотности мощности пульсаций пристеночного давления до частоты порядка $f^+ = f\nu/u_\tau^2$, составляет $d^+ \leq 18$. Кроме того, в статье [52] утверждалось, что существенного ослабления спектральных характеристик не наблюдается, если диаметр отверстия над утопленным микрофоном не превышает 20 вязких пристеночных единиц.

Экспериментальные результаты [48] в малошумной аэродинамической трубе получены с помощью микрофонов, утопленных под обтекаемую поверхность. Диаметр отверстия составлял 0.00079 м или $d^+ = (33 \dots 66)$ при скорости потока от 6 до 30 м/с. В этой работе указано, что волновые числа масштабируются конвективной скоростью, зависящей как от разделения между датчиками, так и от частоты коррелированных сигналов. Высоковолновые пульсации давления связаны с турбулентными источниками логарифмической области пограничного слоя, где вихри вырождаются пропорционально своему масштабу. Низковолновые пульсации определяются крупномасштабными источниками турбулентности внешней области пограничного слоя. Результаты измерений конвективной скорости подтверждают, что основные источники турбулентности для пульсаций малых и больших волновых чисел находятся во внешнем и внутреннем слоях соответственно.

В работе [48] предложена зависимость

$$\left(\frac{p'_{\text{rms}}}{\tau_w}\right)^2 = \begin{cases} 6.5 & \text{Re}_\tau \leq 333, \\ 6.5 + 1.86 \ln(\text{Re}_\tau/333) & \text{Re}_\tau > 333, \end{cases}$$

характеризующая взаимодействие турбулентности со средним сдвигом, доминирующим в пристеночных течениях. Это соотношение получено на основе анализа экспериментальных и теоретических данных для датчиков пульсаций давления, диаметр чувствительной поверхности которых не превышает 80 длин вязкости.

Экспериментально установлено, что низкочастотная область ($\omega\delta/u_\tau \leq 5$) вносит в пульсации давления нулевой вклад, средне-

частотная ($5 < \omega\delta/u_\tau \leq 100$) – $(p'_{\text{rms}}/\tau_w)_{\text{с.ч.}}^2 = 1.7$, область перекрытия ($100 < \omega\delta/u_\tau \leq 0.3\text{Re}_\tau$) – $(p'_{\text{rms}}/\tau_w)_{\text{о.п.}}^2 = 1.86 \ln(\text{Re}_\tau/333)$, высокочастотная ($\omega\delta/u_\tau > 0.3\text{Re}_\tau$) – $(p'_{\text{rms}}/\tau_w)_{\text{в.ч.}}^2 = 4.8$. Отмечено, что различие в уровнях пульсаций давления и значениях конвективных скоростей обусловлено не только влиянием числа Рейнольдса, но и характером исследуемого течения – внешнее оно или внутреннее. Физические особенности внешней области для указанных двух основных групп течений довольно различны. В частности, это относится к длинам крупномасштабных структур и существованию неустойчивого потенциального (без вращения) течения, наблюдаемого при взаимодействии турбулентности с нетурбулентностью на внешней границе пограничного слоя. Ясно, что сопоставление спектров пристеночных давлений для течений в каналах и с пограничными слоями в низко- и среднечастотных диапазонах некорректно, поскольку они формируются за счет действия организованных структур внешнего слоя. Так, в трубных течениях (течениях в канале) измеренные пульсации пристеночного давления будут находиться ниже расчетной кривой.

Экспериментальные исследования [53] проводились в дозвуковой низкотурбулентной акустической аэродинамической трубе на гладкой и шероховатой стенках для скорости потока от 22 до 50 м/с и чисел Кармана $2500 \leq \text{Re}_\tau \leq 11000$. Конденсаторные микрофоны фирмы Брюль и Кьер диаметром 3.2 мм утапливались под обтекаемую поверхность, в которой были сделаны отверстия диаметром около 0.8 мм, соединенные с нишей над микрофонами. Диаметры приемных отверстий, нормированные внутренними переменными, для гладкой стенки изменялись в пределах $44 \leq d^+ \leq 85$. Для стенки с эквивалентной плотно упакованной крупномасштабной шероховатостью $320 \leq k_g^+ \leq 430$ диаметр приемного отверстия составлял $110 \leq d^+ \leq 145$, а для шероховатой стенки с эквивалентной плотно и редко упакованной мелкомасштабной шероховатостью $180 \leq k_g^+ \leq 240$ – $100 \leq d^+ \leq 130$. Эксперименты [53] показали, что для гладкой стенки коэффициент Крейчнана оставался постоянным – $\alpha = p'_{\text{rms}}/\tau_w = 3.6$, независимо от числа Рейнольдса. Для шероховатой стенки с эквивалентной плотно упакованной мелкомасштабной шероховатостью он увеличился до 3.8. В случаях с эквивалентной плотно упакованной крупномасштабной или редко упакованной мелкомасштабной шероховатостью отношение среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления к касательным напряжениям на стенке снижалось до 3.2 и 2.9 соответственно. Установлено, что ра-

зделение шероховатых элементов влияет на крупномасштабные структуры, в то время как высота шероховатости воздействует на среднюю и очень мелкомасштабную турбулентность. Так, шероховатость в виде плотно упакованных мелкомасштабных выступов существенно влияет на мелкомасштабные источники пульсаций пристеночного давления, приводя к росту высокочастотных составляющих пульсаций давления, а также их среднеквадратичных значений. Таким образом, разделение между элементами шероховатости влияет на интенсивность мелкомасштабных вихрей существенно, хотя и меньше, чем следные условия течения вблизи вершин элементов шероховатости, зависящие от их высоты. Наряду с этим, для шероховатых стенок размер чувствительной поверхности датчиков оказывается малосущественным. Сделан вывод о том, что в исследуемых диапазонах чисел Рейнольдса среднее значение коэффициента Крейчнана можно принять $\alpha = 3.4$ для гладких и шероховатых стенок [53].

Экспериментальные исследования [54] проведены в низкоскоростной аэродинамической трубе для нулевого и положительного продольного градиента давления, скоростей течения от 12 до 32 м/с, а также чисел Рейнольдса и Кармана $2500 \leq \text{Re}_\theta \leq 19000$ и $900 \leq \text{Re}_\tau \leq 6700$ соответственно. Измерения проводились утопленными под обтекаемую поверхность конденсаторными микрофонами. Диаметры отверстий над ними составляли 0.0005 и 0.0014 м, что соответствовало $18 \leq d^+ \leq 100$. Показано, что в случае безградиентного обтекания увеличение диаметра приемного отверстия над чувствительной поверхностью датчика пульсаций давления приводит к уменьшению коэффициента Крейчнана. При этом, независимо от диаметра отверстия, с увеличением числа Кармана отношение среднеквадратичных значений пульсаций давления к касательным напряжениям вначале падает с минимумом в области $\text{Re}_\tau \approx 2200$, затем начинает возрастать. При наличии благоприятного градиента давления для малого диаметра отверстия $d^+ = (18 \dots 35)$ коэффициент Крейчнана растет с увеличением числа Кармана, а когда используется отверстие большего диаметра $d^+ = (50 \dots 95)$, наблюдается противоположная тенденция. В работе [54] приведена апроксимационная зависимость определения коэффициента Крейчнана:

$$\left(\frac{p'_{\text{rms}}}{\tau_w}\right)^2 = 0.62(\ln \text{Re}_\tau + 9.24).$$

Эксперименты [55] проводились в низкотурбулентной аэродинамической трубе (интенсивность

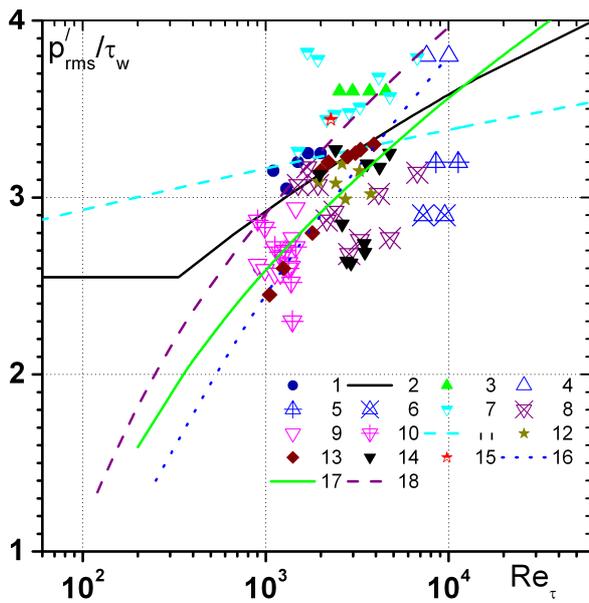


Рис. 3. Графіки інтенсивності пульсацій пристіночного тиску під пограничним шаром, виміряних утопленними мікрофонами:
 1–2 – [48]; 3–6 – [53]; 7–11 – [54]; 12 – [36];
 13 – [55]; 14 – [56]; 15 – [57]; 16 – [3]; 17 – [6];
 18 – коректирувальна залежність (2)

продольної турбулентності – менше 0.025 %, перепад тиску – менше 0.06 % по довжині вимірювального участка при швидкості течія 25 м/с). Пульсації пристіночного тиску вимірялись утопленим під отвір мікрофоном діаметром 0.3 мм для швидкостей потоку від 8 до 34 м/с і чисел Кармана і Рейнольдса $1050 \leq Re_\tau \leq 3900$ і $5870 \leq Re_\theta \leq 18300$ відповідно. Нормований внутрішнім змінним діаметром прийомного отвіря складав $4 \leq d^+ \leq 20$. Згідно [55], при роботі з утопленими мікрофонами слід спостерігати наступні вимоги:

- розмір отвіря повинен бути достатньо малим по порівнянню з масштабом довжини течія – $d^+ < 20$;
- відношення діаметра отвіря до його глибини повинно задовольняти умові $d/l \leq 0.5$;
- необхідно виключити вплив резонанса Гельмгольца, т. е. резонансна частота повинна знаходитися в області високих частот – вне діапазона вимірювань;
- слід проводити корекцію впливу оточуючого шуму на вимірювані величини, особливо для течій з малими числами Рейнольдса.

В статті [56] описані експериментальні дослідження в аеродинамічній трубі для двумерного турбулентного пограничного шару з нульовим градієнтом тиску, сформованого над гладкою і шероховатою поверхнею. В якості шероховатості використовувалися напівсферическі виступаючі елементи висотою 2 мм, рознесені на різні відстані від 4 до 11 мм друг від друга. При цьому використовувалися мініатюрні пьезорезистивні датчики тиску фірми Endevco (модель 8507C-2) діаметром 2.42 мм, установлені під отвір діаметром 0.5 мм, які обтекалися потоком зі швидкістю від 20 до 27 м/с ($d^+ = (22 \dots 40)$).

В роботі [57] представлені результати досліджень в аеродинамічній трубі для двумерного турбулентного пограничного шару з нульовим градієнтом тиску і швидкістю потоку від 27 до 31 м/с. Пульсації пристіночного тиску вимірялись датчиками фірми Endevco (модель 8507C-2), утопленими під отвір діаметром 0.5 мм, що відповідавало d^+ від 29.5 до 31.5. Установлено, що зростання спектральних рівнів в області високих частот приводить до збільшення середнькватратических значень пульсацій пристіночного тиску. Звідси, для їх задоволення необхідно точно виміряти поле тисків як в області низьких, так і високих частот, особливо при великих змінах градієнтів швидкості в пристіночній області пограничного шару.

На рис. 3 наведені результати експериментальних досліджень інтенсивностей поля пульсацій пристіночного тиску під турбулентними пограничними шарами, виміряні в основному датчиками пульсацій тиску або мікрофонами, утопленими під отвіря на обтекаємій поверхні. Відзначимо, що значення 7 виміряні датчиками під отвірем діаметром $d^+ = (30 \dots 35)$, а 8 – $d^+ = (80 \dots 100)$.

Використання утоплених мікрофонів або датчиків пульсацій тиску характеризується великим розбросом експериментальних даних, так як порушення цілості обтекаємій поверхні повинно приводити до формуванню складного вихвального течія всередині утворених ніш, служачого джерелом значеских рівнів пульсацій тиску. Характер і інтенсивність цього течія залежить як від геометрії вимірювань, так і від режиму їх обтекания [46, 58, 59]. Звідси, застосування утоплених прийомників приводить до зростання коефіцієнта Крейчана (см. рис. 3), а різноманітність розмірів отвірей збільшує розброс показань датчиків. Слід, однак, отме-

тять, что отчасти значительный разброс данных, приведенных на рис. 3, обусловлен включением сюда результатов экспериментов с утопленными датчиками, проведенных на шероховатых стенках и с ненулевым градиентом давления в турбулентном пограничном слое, сформированном над обтекаемой канонической поверхностью.

3. ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ВО ВНУТРЕННИХ ТЕЧЕНИЯХ

Как уже отмечалось, несходство структуры внутренних и внешних течений (особенно их внешних слоев или областей, где генерируются когерентные крупномасштабные вихри, существенно влияющие на мелкомасштабное пристеночное течение) приводит к значительным различиям полей пульсаций давления и его интенсивности. Так, в работе [60] в результате изучения турбулентного течения в трубе установлено, что внутри нее пульсации пристеночного давления, отнесенные к касательным напряжениям, оказались ниже, чем во внешних потоках с пограничным слоем. При этом измерения проводились датчиками пульсаций давления, установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью трубы, и датчиками, утопленными под заполненные маслом отверстия.

Экспериментальные исследования течения внутри плоского гидродинамического канала проводились автором во время совместных исследований в Ростокском университете (Германия). Канал, изготовленный из толстого прозрачного плексигласа, предназначенного для оптических лазерных и визуальных измерений, имел длину около 1.2 м, ширину 0.2 м и глубину 0.015 м (рис. 4) и соединялся на входе с успокоительной емкостью, где располагалась регулируемая по высоте заслонка, обеспечивающая установление необходимой скорости течения. В успокоительную емкость вода подавалась из резервуара посредством насоса, а из нее через входной участок и конфузор поступала в гидродинамический канал. Затем через промежуточную емкость и выходной трубопровод, где устанавливались заслонки и вспомогательный насос, вода снова сбрасывалась в резервуар. Среднерасходная скорость течения воды в канале изменялась от 0.4 до 1.3 м/с, что соответствует изменению числа Кармана, рассчитанного по полувысоте канала, примерно от 200 до 600. Более подробная информация об описываемом гидродинамическом канале и его возможностях приведена в [59].

В исследованиях использовались пьезокерами-



Рис. 4. Фотография гидродинамического канала (Ростокский университет, Германия)

ческие датчики пульсаций давления мембранного типа диаметром около 1.6 мм и специально созданные датчики стержневого типа с диаметром чувствительной поверхности порядка 1.3 мм (как одиночные, так и в составе корреляционных блоков). Установка датчиков заподлицо со стенкой канала позволяла наряду с полем пульсаций пристеночного давления измерять потоки завихренности над обтекаемой поверхностью. Для уменьшения влияния электромагнитных помех в корпусах ряда датчиков были смонтированы малошумные предварительные усилители. Одновременное же измерение вибраций в местах расположения датчиков позволяло проводить виброкомпенсацию при обработке исследуемых сигналов. Относительно небольшие размеры чувствительной поверхности ($d^+ \approx (12 \dots 60)$) обеспечили возможность регистрировать источники пульсаций пристеночного давления с длинами волн более 3 мм. Верхний предел по частоте, где сохранялась линейная зависимость амплитудно-частотной характеристики, составлял 5 кГц, что соответствовало резонансной частоте датчиков пульсаций давления.

Инструментальные исследования проводились ансамблем датчиков, которые через предварительные усилители и малошумные усилители мощности (по необходимости), электрически соединялись с восьмиканальным аналого-цифровым преобразователем, который в виде монтажной платы был установлен в системный блок персонального компьютера. В исследованиях использовался преобра-

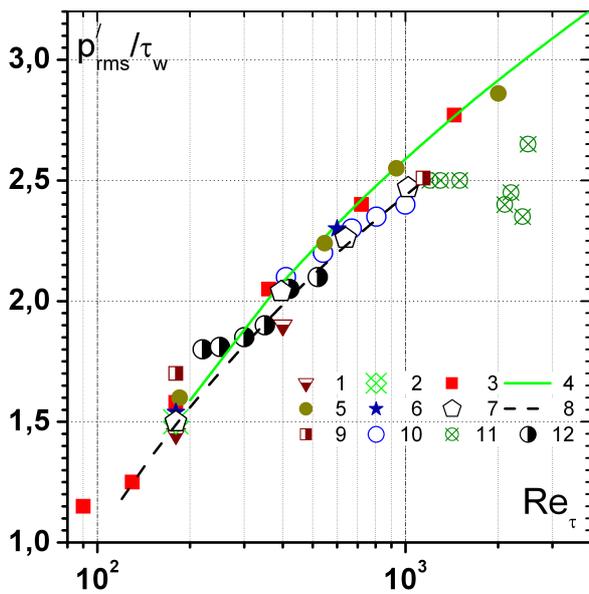


Рис. 5. Коэффициент Крейчана, рассчитанный и измеренный во внутренних течениях:
 1 – [10]; 2 – [26]; 3–4 – зависимость (1); 5 – [27];
 6 – [28]; 7–8 – [29]; 9 – [30]; 10–11 – [60];
 12 – в канале (измерения автора)

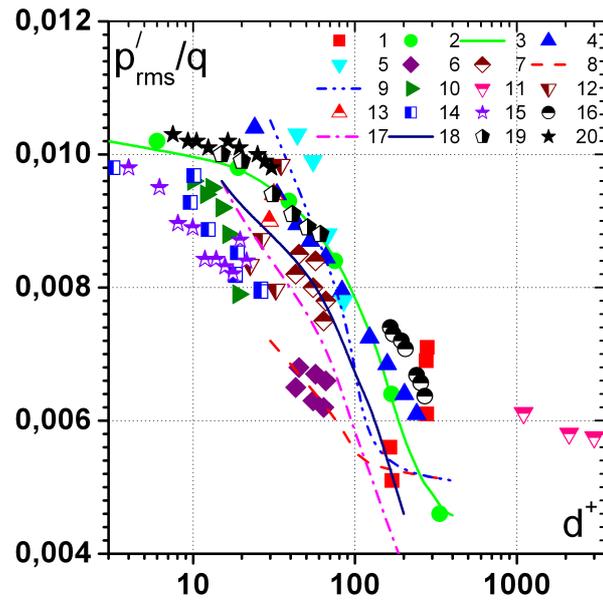


Рис. 6. Влияние диаметра приемной части датчиков пульсаций давления на интенсивность пристеночных давлений:
 1 – [35]; 2–3 – [37]; 4 – [61]; 5 – [53]; 6–9 – [36]; 10 – [39];
 11 – [42]; 12 – [56]; 13 – [57]; 15 – [55]; 16 – [40]; 17–18 – [52];
 19 – в канале (измерения автора); 20 – пограничный слой на пластине (измерения автора)

зователь фирмы National Instruments, оснащенный пакетом прикладных программ математического моделирования для решения задач технических вычислений MatLab 9.0.

На рис. 5 представлены теоретические и экспериментальные данные для полей пульсаций давления во внутренних течениях в зависимости от числа Кармана. Из графика видно, что расчетные и регистрируемые значения коэффициента Крейчана неплохо коррелируют между собой, особенно когда измерения проводятся на ненарушенной отверстию обтекаемой поверхности. Показания заделанных заподлицо со стенкой трубы или канала миниатюрных датчиков пульсации пристеночного давления отвечают расчетным данным и соответствуют зависимости (1), приведенной в работе [6].

4. ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ДАТЧИКА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Известно, что увеличение чувствительной поверхности датчика пульсаций пристеночного давления приводит к снижению регистрируемых уровней спектров пульсаций давлений в высокочастотной области [4, 8, 9]. Это обусловлено интегрирующим эффектом по отношению к мелкомасштабным вихревым структурам, генерируе-

мым в пристеночной области пограничного слоя. Если длина волны источников пульсаций пристеночного давления не превышает диаметра датчика, он не способен различить их и работает как пространственный фильтр, демпфируя высокочастотные пульсации, генерируемые мелкомасштабными вихрями.

Отношение среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления к скоростному или динамическому напору q в зависимости от безразмерного диаметра датчика d^+ представлено на рис. 6. Здесь приведены результаты измерений в турбулентных внутренних и внешних течениях с нулевым градиентом давления, проведенных как утопленными под отверстие, так и установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью датчиками или микрофонами. Как отмечается в работах [37, 51, 52, 55], увеличение диаметра чувствительной поверхности датчика сверх 20 вязких пристеночных единиц приводит к существенному ослаблению спектральных характеристик, что коррелирует с данными, приведенными на графике. Напомним, что в исследовании [43] установлено, что максимально допустимым безразмерным диаметром чувствительной поверхности, который не ослабляет спектральные зависимости вплоть до частоты $fv/u_\tau^2 < 1$, будет диаметр $12 \leq d^+ \leq 18$. Та-

кое требование вынуждает конструировать высокочувствительные и малощумные миниатюрные датчики, которые следует устанавливать на обтекаемую поверхность без нарушения ее целостности.

Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что с уменьшением диаметра чувствительной поверхности датчика пульсаций пристеночного давления либо отверстия под утопленными микрофонами нормированные среднеквадратичные значения пульсаций давления асимптотически стремятся к некоторому предельному значению. В работе [37] указано, что точечный датчик ($d^+ \rightarrow 0$), обладающий способностью измерять весь спектр масштабов вихревых структур пограничного слоя, способен регистрировать пульсации пристеночного давления интенсивностью $p'_{\text{rms}}/q \approx 0.0102$. Следовательно, на гидравлически гладкой обтекаемой поверхности (высота шероховатости не превышает толщины вязкого подслоя) под турбулентным пограничным слоем с нулевым градиентом давления трансформация энергии набегающего потока в энергию поля пульсаций пристеночного давления имеет предельное значение, которому отвечает акустико-гидродинамический коэффициент порядка 0.01. Это относится к датчикам пульсаций давления, обладающим высокой чувствительностью, быстродействием, помехозащищенностью и диаметром чувствительной поверхности не более 20 вязких пристеночных единиц. Более крупные датчики измеряют заниженную интенсивность пульсаций давления, а следовательно, требуют проведения корректировочных мероприятий. Поэтому в аэро- и гидроакустических исследованиях широко используются корректировочные зависимости, вносящие поправки в высокочастотную область спектра пульсаций давления и интегральные характеристики поля давлений (например, поправочные коэффициенты и функции, предложенные в работах [8, 9, 61–64]).

5. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Построим предельную кривую трансформации динамического напора потока в пристеночные пульсации давления, которые могут быть зарегистрированы точечным датчиком. С этой целью следует рассмотреть зависимость изменения коэффициента сопротивления, измеренного на гидравлически гладкой пластине, обтекаемой турбулентным потоком при нулевом значении градиента давления, от числа Кармана Re_τ , определенного

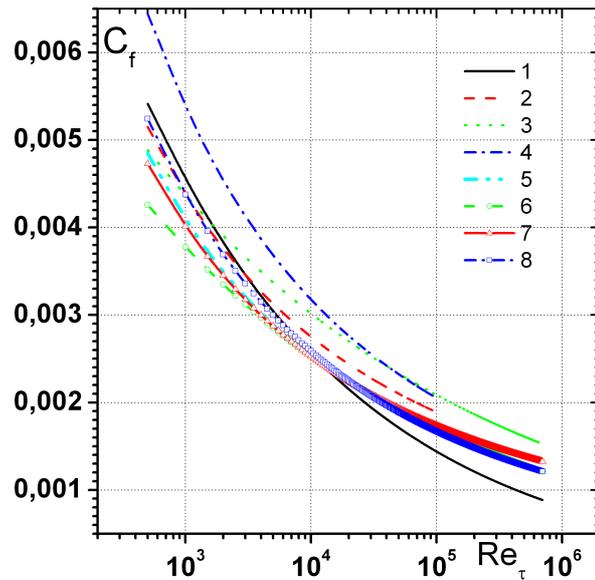


Рис. 7. Изменения коэффициента сопротивления турбулентного течения от числа Кармана:

- 1 – [65]; 2 – [66]; 3 – [67]; 4 – [68];
5 – соотношение “Coles – Fernholz 2” [69];
6 – [67] с поправкой [69]; 7 – [66] с поправкой [69];
8 – [68] с поправкой [69]

по толщине пограничного слоя и динамической скорости.

Проанализируем широко применяемые аппроксимационные кривые для изменения сопротивления от числа Рейнольдса:

- [65]: $c_f = 0.0256(Re_\theta)^{-1/4}$;
- [66]: $c_f = 0.455[\ln(0.06Re_x)]^{-2}$;
- [67]: $c_f = 0.02666(Re_x)^{-0.139}$;
- [68]: $c_f = 0.427[\lg(Re_x) - 0.407]^{-2.64}$;
- [69]: $c_f = 2[2.604 \ln(Re_\theta) + 4.127]^{-2}$, представленную как “соотношение Coles – Fernholz 2”.

В этих соотношениях используются разные числа Рейнольдса: $Re_x = Ux/\nu$ и $Re_\theta = U\theta/\nu$ (здесь x – продольная координата для пластины; θ – толщина потери импульса пограничного слоя). Поэтому целесообразно привести их к числу Кармана Re_τ , используя выражение $Re_\theta = 0.01277(Re_x)^{0.8659}$ [69] и графическую зависимость, связывающую числа Рейнольдса Re_θ и Кармана Re_τ в диапазонах $200 \leq Re_\theta \leq 4500$ и $30 \leq Re_\tau \leq 1400$ [22]. Она может быть аппроксимирована выражением $Re_\tau = 0.3Re_\theta + 50$.

Учитывая все сказанное, построим зависимости коэффициента сопротивления c_f от Re_τ (рис. 7,

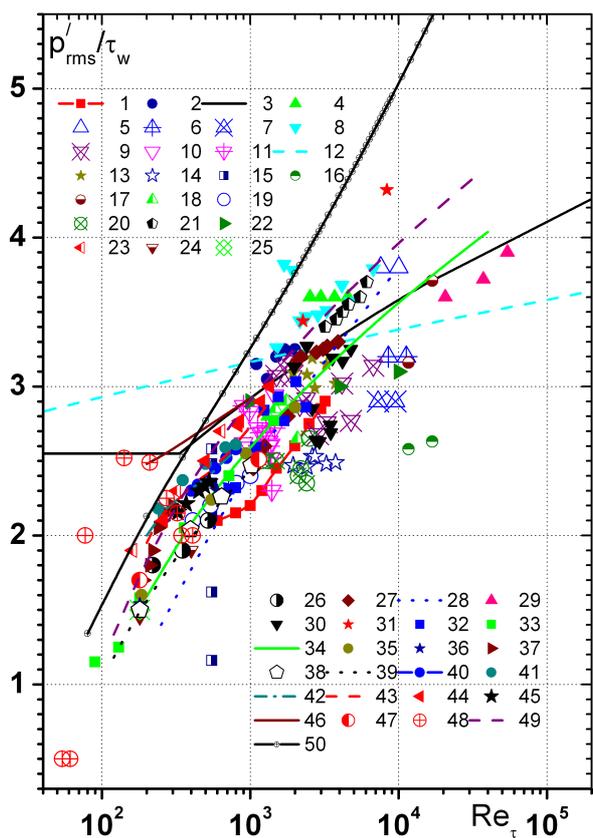


Рис. 8. Зависимость коэффициента Крейчнана от числа Кармана для внутренних и внешних течений:

- 1 – [35]; 2–3 – [48]; 4–7 – [53]; 8–12 – [54];
 13–14 – [36]; 15 – [37]; 16–17 – [38]; 18 – [39];
 19–20 – [60]; 21 – [40]; 22 – [18]; 23 – [19]; 24 – [10];
 25 – [26]; 26 – в канале (измерения автора); 27 – [55];
 28 – [3]; 29 – [42]; 30 – [56]; 31 – [57]; 32 – [43];
 33–34 – [6]; 35 – [27]; 36 – [28]; 37 – [25];
 38–39 – [29]; 40 – [20]; 41 – [21]; 42–44 – [22];
 45 – пограничный слой на пластине (измерения автора);
 46 – [23]; 47 – [30]; 48 – [24]; 49 – корректировочная
 зависимость (2); 50 – предельная кривая (3)

кривые 1–5). Из графика видно, что разброс значений c_f между ними доходит до 50 %, что неприемлемо с практической точки зрения. Такое несоответствие обусловлено рядом факторов, обсуждавшихся в статье [69]. Поэтому, чтобы обеспечить удовлетворительное согласование с экспериментальными данными, авторами [69] предложен ряд корректировочных поправок к известным расчетным формулам для коэффициента сопротивления гладкой пластины, обтекаемой турбулентным потоком с нулевым градиентом давления:

- $c_f = 0.4177 [\ln(0.06 Re_x)]^{-2}$ – по сравнению с [66], изменен множитель перед скобками;
- $c_f = 0.02666(Re_x) - 0.1502$ – по сравнению с [67], изменен показатель степени числа

Рейнольдса;

- $c_f = 0.3475 [\lg(Re_x) - 0.407]^{-2.64}$ – по сравнению с [68], изменен множитель перед скобками.

Откорректированные зависимости представлены на рис. 7 кривыми 6–8. Они удовлетворительно согласуются друг с другом, а также с кривой, рассчитанной из соотношения “Coles–Fernholz 2” и с экспериментальными данными [69].

С учетом этого предлагается использовать соотношение “Coles–Fernholz 2” $c_f = 2[(1/0.384) \ln(Re_\theta) + 4.127]^{-2}$ в совокупности со связью $Re_\tau = 0.3Re_\theta + 50$ в качестве расчетных формул для определения зависимости величины p'_{rms}/τ_w от Re_τ . В результате для трансформации касательных напряжений на стенке под турбулентным пограничным слоем в пульсации пристеночного давления имеем

$$\frac{p'_{rms}}{\tau_w} = 0.035 [\ln(Re_\tau - 50) + 2.789]^2. \quad (3)$$

Таким образом, предельная кривая среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления, нормированных касательными напряжениями на стенке (коэффициента Крейчнана) и измеренных точечным датчиком, установленным заподлицо с поверхностью гидравлически гладкой пластины, обтекаемой турбулентным потоком с нулевым градиентом давления, представлена на сводном графике рис. 8 (кривая 50). Здесь же нанесены данные, соответствующие всем численным и экспериментальным исследованиям для внутренних и внешних течений, подробно обсуждавшимся выше.

Как следует из рис. 8, реальные датчики с конечными диаметром или длиной чувствительной поверхности регистрируют пульсации пристеночного давления, уровни которых оказываются ниже предельной кривой (3). Для малых чисел Рейнольдса измеренные и рассчитанные значения пульсаций пристеночного давления близки к предельной кривой. С увеличением же числа Рейнольдса, приводящим к расширению диапазона масштабов давлениеобразующих вихревых структур, фиксируемые среднеквадратичные пульсации давления на стенке существенно снижаются. Это обусловлено тем, что с ростом числа Рейнольдса размер мелкомасштабных вихревых структур, генерирующих высокочастотные пульсации пристеночного давления, становится меньше размера чувствительной поверхности датчиков и уже не может быть зарегистрирован вследствие пространственного интегрирующего эффекта.

При расчетах поля пульсаций пристеночного давления в развитом турбулентном пограничном слое необходимо использовать все более мелкие расчетные сетки, что ведет к росту объемов вычислительных операций, ограничиваемому доступными компьютерными ресурсами. Применение относительно грубых сеток не позволяет уловить существование очень малых вихревых структур и пульсаций давления, которые они генерируют. Таким образом, здесь тоже происходит “пространственное интегрирование” мелкомасштабных вихрей для больших чисел Рейнольдса или Кармана, подобное эффекту, наблюдаемому в экспериментах с крупными датчиками.

ВЫВОДЫ

1. Исследованы особенности трансформации энергии потока в поле пульсаций пристеночного давления. Проведен сопоставительный анализ влияния различных факторов, присутствующих в канонических внутренних и внешних течениях, на интенсивность пульсаций пристеночного давления. Показано, что среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления во внешних течениях будут выше, чем во внутренних при сопоставимых условиях обтекания и числа Рейнольдса или Кармана. Предложена зависимость расчета коэффициента Крейчнана от числа Кармана для турбулентного обтекания гидравлически гладкой пластины с нулевым градиентом давления.
2. Проведена верификация экспериментальных результатов, полученных при исследовании полей пульсаций пристеночного давления с помощью миниатюрных датчиков, установленных заподлицо с обтекаемой поверхностью цилиндра, пластины и стенкой узкого канала. Полученные экспериментальные результаты в целом удовлетворительно согласуются с аналогичными экспериментальными и расчетными данными, полученными другими исследователями для сопоставимых режимов обтекания.
3. Представлены обобщающие данные о влиянии диаметров чувствительной поверхности датчиков пульсаций давления и отверстия над утопленными микрофонами на измеренную интенсивность пульсаций пристеночного давления. Указаны предельные значения акустико-гидродинамического коэффициента,

которые могут быть измерены точечными датчиками пульсаций давления.

4. Получена предельная зависимость изменения интенсивности пульсаций пристеночного давления от числа Кармана для турбулентного течения над гладкой поверхностью с нулевым градиентом давления.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает искреннюю признательность академику НАН Украины В. Т. Гринченко, проф. Г. А. Воропаеву и проф. Н. В. Корневу за активное участие в обсуждении и анализе результатов, а также благодарит группу экспериментаторов, принимавших участие в этих исследованиях.

1. *Блохинцев Д. И.* Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 208 с.
2. *Петровский В. С.* Гидродинамические проблемы турбулентного шума.– Л.: Судостроение, 1966.– 252 с.
3. *Смольяков А. В.* Шум турбулентных потоков.– С.-Пб.: ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 2005.– 312 с.
4. *Blake W. K.* Mechanics of flow-induced sound and vibration: in 2 vols.– New York: Academic Press, 1986.– 974 p.
5. *Gerolymos G. A., Lo C., Senechal D., Vallet I.* Fluctuating pressure correlations in wall turbulence // *J. Fluid Mech.*– 2011.– **700**.– P. 521–542.
6. *Hu Z., Morfey C. L., Sandham N. D.* Wall pressure and shear stress spectra from direct simulations of channel flow // *AIAA J.*– 2006.– **44**, № 7.– P. 1541–1549.
7. *Jovanovic J.* The Statistical Dynamics of Turbulence.– Berlin: Springer, 2004.– 375 p.
8. *Willmarth W. W.* Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1975.– **7**.– P. 13–37.
9. *Bull M. K.* Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // *J. Sound Vib.*– 1996.– **190**, № 3.– P. 299–315.
10. *Kim J.* On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow // *J. Fluid Mech.*– 1989.– **205**.– P. 421–451.
11. *Bernard P. S., Thomas J. M., Handler R. A.* Vortex dynamics and the production of Reynolds stress // *J. Fluid Mech.*– 1993.– **253**.– P. 385–419.
12. *Marusic I.* Unravelling turbulence near walls // *J. Fluid Mech.*– 2009.– **630**.– P. 1–4.
13. *Kim K. C., Adrian R. J.* Very large-scale motion in the outer layer // *Phys. Fluids.*– 1999.– **11**.– P. 417–422.
14. *Del Alamo J. C., Jimenez J.* Spectra of the very large anisotropic scales in turbulent channels // *Phys. Fluids.*– 2003.– **15**, № 6.– P. L41–L44.
15. *Guala M., Hommea S. E., Adrian R. J.* Large-scale and very-large-scale motions in turbulent pipe flow // *J. Fluid Mech.*– 2006.– **554**.– P. 521–542.

16. Hutchins N., Marusic I. Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 2007.– **579**.– P. 1–28.
17. Hoyas S., Jimenez J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau = 2003$ // *Phys. Fluids*.– 2006.– **18**, № 011702.– P. 1–4.
18. Panton R. L., Linebarger J. H. Wall pressure spectra calculations for equilibrium boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 1974.– **65**, Pt. 2.– P. 261–287.
19. Spalart P. R. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$ // *J. Fluid Mech.*– 1988.– **187**.– P. 61–98.
20. Jimenez J., Hoyas S., Simens M. P., Mizuno Y. Turbulent boundary layers and channels at moderate Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.*– 2010.– **657**.– P. 335–360.
21. Schlatter P., Orlu R., Li Q., Brethouwer G., Fransson J. H. M., Johansson A. V., Alfredsson P. H., Henningson D. S. Turbulent boundary layers up to $Re_\theta = 2500$ studied through simulation and experiment // *Phys. Fluids*.– 2009.– **21**, № 051702.– P. 1–4.
22. Schlatter P., Li Q., Brethouwer G., Johansson A. V., Henningson D. S. Simulations of spatially evolving turbulent boundary layers up to $Re_\theta = 4300$ // *Int. J. Heat Fluid Flow*.– 2010.– **31**.– P. 251–261.
23. Lee J. H., Sung H. J. Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 2500$ // *Phys. Fluids*.– 1999.– **11**.– P. 417–422.
24. Wu X., Moin P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 2009.– **630**.– P. 5–41.
25. Skote M. Studies of turbulent boundary layer flow through direct numerical simulation (PhD Thesis).– Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology, 2001.– 283 p.
26. Choi H., Moin P. On the space-time characteristics of wall-pressure fluctuations // *Phys. Fluids*.– 1990.– **2**, № 8.– P. 1450–1460.
27. Jimenez J., Hoyas S. Turbulent fluctuations above the buffer layer of wall-bounded flows // *J. Fluid Mech.*– 2008.– **611**.– P. 215–236.
28. Moser R. D., Kim J., Mansour N. N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$ // *Phys. Fluids*.– 1999.– **11**, № 4.– P. 943–945.
29. Abe H., Matsuo Y., Kawamura H. A DNS study of Reynolds-number dependence on pressure fluctuations in a turbulent channel flow // *Proc. 4-th Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-4)*: vol. 1.– Williamsburg, VA, USA, 2005.– P. 189–194.
30. Wu X., Moin P. A direct numerical simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow // *J. Fluid Mech.*– 2008.– **608**.– P. 81–112.
31. Buschmann M. H., Kempe T., Indinger T., Gad-el-Hak M. Normal and crossflow Reynolds stresses differences between confined and semi-confined flows // *Turbulence, Heat and Mass Transfer 6*.– New York: Begell House, 2009.– P. 1–7.
32. Bradshaw P. Inactive motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 1967.– **30**.– P. 241–258.
33. Bushnell D. M. Aircraft drag reduction – a review // *J. Aerospace Eng.*– 2003.– **217**.– P. 1–19.
34. Gad-el-Hak M. Flow control. Passive, active, and reactive flow management.– Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.– 421 p.
35. Bull M. K. Wall pressure fluctuations associated with subsonic turbulent boundary layer flow // *J. Fluid Mech.*– 1967.– **28**.– P. 719–754.
36. Bull M. K., Thomas A. S. W. High frequency wall pressure fluctuations in turbulent boundary layers // *Phys. Fluids*.– 1976.– **19**, № 4.– P. 597–599.
37. Schewe G. On the structure and resolution of wall pressure fluctuations associated with turbulent boundary layer flow // *J. Fluid Mech.*– 1983.– **134**.– P. 311–328.
38. Willmarth W. W., Wooldridge C. E. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1962.– **14**.– P. 187–210.
39. Andreopoulos J., Agui J. H. Wall-vorticity flux dynamics in a two-dimensional turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1996.– **309**.– P. 45–84.
40. Воскобойник В. А. Пульсации пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при обтекании гибкого протяженного цилиндра / Дис. ... канд. техн. наук: 10.02.05.– К.: Ин-т гидромех. АН Украины, 1993.– 174 с.
41. Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренко А. П. Гидродинамические шумы и вибрации морской геофизической антенны // Сб. докл. 1-ой междунауч. конф. “Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана”.– Запорожье: НТЦ ПАС НАН Украины, 2003.– С. 88–95.
42. Winkel E. S., Elbing B. R., Ceccio S. L., Perlin M., Dowling D. R. High-Reynolds-number turbulent-boundary-layer wall pressure fluctuations with skin-friction reduction by air injection // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 2008.– **123**, № 5.– P. 2522–2530.
43. Gravante S. P., Naguib A. M., Wark C. E., Nagib H. M. Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer // *AIAA J.*– 1998.– **36**, № 10.– P. 1808–1816.
44. Смольяков А. В. Вычисление спектров псевдозвуковых флуктуаций пристеночных давлений в турбулентных пограничных слоях // *Акуст. ж.*– 2000.– **46**, № 3.– С. 401–407.
45. Смольяков А. В. Новая модель взаимного и частотно-волнового спектров турбулентных пульсаций давления в пограничном слое // *Акуст. ж.*– 2006.– **52**, № 3.– С. 393–400.
46. Воропаев Г. А., Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Исаев С. А., Розумнюк Н. В. Источники псевдозвуковых пульсаций давления при обтекании сферической лунки // *Акустичний вісник*.– 2008.– **11**, № 3.– С. 27–49.
47. Гринченко В. Т., Воропаев Г. А., Исаев С. А., Воскобойник В. А., Воскобойник А. А., Воскобойник А. В. Управление ламинарным пограничным слоем вихрями, генерируемыми овальной лункой // *Вісн. Дон. ун-ту, Сер. А: Природничі науки*.– 2009.– Вип. 1.– С. 191–198.
48. Farabee T. M., Casarella M. J. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // *Phys. Fluids*.– 1991.– **3**, № 12.– P. 2410–2420.
49. Gedney C. J., Leehey P. Wall pressure fluctuations during transition on a flat plate // *Trans. ASME: J. Vib. Acoust.*– 1991.– **113**.– P. 255–266.

50. Shaw R. The influence of hole dimensions on static pressure measurements // *J. Fluid Mech.*– 1960.– **9**.– P. 550–556.
51. Keith W. L., Hurdis D., Abraham B. A comparison of turbulent boundary layer wall-pressure spectra // *J. Fluid Eng.*– 1992.– **114**.– P. 338–347.
52. Lueptow R. M. Transducer resolution and the turbulent wall pressure spectrum // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1995.– **97**, № 1.– P. 370–378.
53. Blake W. K. Turbulent boundary layer wall pressure fluctuations on smooth and rough walls // *J. Fluid Mech.*– 1970.– **44**.– P. 637–660.
54. McGrath B. E., Simpson R. L. Some features of surface pressure fluctuations in turbulent boundary layers with zero and favorable pressure gradients // *NASA Contr. Rep. № 4051*.– 1987.
55. Tsuji Y., Fransson H. M., Alfredsson P. H., Johansson A. V. Pressure statistics and their scaling in high-Reynolds-number turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 2007.– **585**.– P. 1–40.
56. Varano N. D. Fluid dynamics and surface pressure fluctuations of turbulent boundary layers over sparse roughness (PhD Thesis).– Pamplin Hall Blacksburg, VA: Virginia Polytech. Inst., 2010.– 185 p.
57. Goody M. C., Simpson R. L. Surface pressure fluctuations beneath two- and three-dimensional turbulent boundary layers // *AIAA J.*– 2000.– **38**, № 10.– P. 1822–1831.
58. Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– К.: ИТТФ НАНУ, 2005.– 76 с.
59. Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E. Vortex mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples // *Heat Mass Transfer.*– 2011.– **47**, № 3.– P. 301–313.
60. Bull M. K., Langeheineken T. On the wall pressure field in turbulent pipe flow // *Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung.*– 1981.– **73**.– P. 1–46.
61. Langeheineken T., Dinkelacker A. Wanddruckschwankungen einer ausgebildeten, turbulenten Rohrströmung // *DAGA'78, Fortschritte der Akustik.*– Berlin: VDE-Verlag, 1978.– P. 391–394.
62. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1963.– **35**.– P. 192–199.
63. Ефимцов Б. М. Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // *Акуст. ж.*– 1984.– **30**, № 1.– С. 58–61.
64. Смольяков А. В., Ткаченко В. М. Модели поля псевдозвуковых турбулентных пристеночных давлений и опытные данные // *Акуст. ж.*– 1991.– **37**, № 6.– С. 1199–1207.
65. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.– М.: Наука, 1974.– 742 с.
66. White F. M. *Viscous fluid flow.*– New York: McGraw-Hill, 2006.– 329 p.
67. Nikuradse J. *Turbulente Reibungsschichten an der platte.*– Berlin: ZWB, 1942.– 137 p.
68. Schultz-Grunow F. New frictional resistance law for smooth plates // *NACA TM № 986*.– 1940.
69. Nagib H. M., Chauhan K. A., Monkewitz P. A. Approach to an asymptotic state for zero pressure gradient turbulent boundary layers // *Phil. Trans. Roy. Soc.*– 2007.– **A365**.– P. 755–770.