

УДК 532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА СТЕНКЕ В ПЛОСКОМ ДИФFUЗОРНОМ КАНАЛЕ ПРИ БЕЗОТРЫВНОМ И ОТРЫВНОМ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ

© 2019 г. С. С. Дмитриев¹ *, С. М. С. О. Мохамед¹, А. В. Барбашин¹

¹Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Москва, Россия

*E-mail: dmitriyevss@mpei.ru

Поступила в редакцию 15.03.2018 г.

После доработки 02.05.2018 г.

Принята к печати 05.06.2018 г.

В работе изложены результаты экспериментальных исследований пульсаций давления на стенке плоского диффузорного канала при безотрывных и отрывных режимах течения. Приведены зависимости среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления по длине стенки и амплитудно-частотные характеристики для разных режимов течения в канале. Показано, что максимум пульсационного движения у стенки имеет место в начале диффузорного участка и соответствует предотрывному режиму. Усиление интенсивности пульсационного движения в пристеночной зоне связано с реакцией потока на определяемый геометрией канала градиент давления и направлено на сохранение исходного безотрывного течения в пограничном слое.

DOI: 10.1134/S0040364419010058

ВВЕДЕНИЕ

Повышение эффективности работы диффузорных элементов проточных частей турбомашин непосредственно связано с возможностью обеспечения в них безотрывного режима течения. В соответствии с классической теорией [1] отрыв потока от гладкой стенки возможен при одновременном наличии в потоке двух факторов, а именно положительного градиента давления в направлении течения и существенного влияния вязкости. Таким образом, возможность возникновения отрыва потока непосредственно связана с характером течения вблизи стенки в пограничном слое, где оба эти фактора реализуются одновременно.

В [2] было показано, что отрыв потока является переходом течения в пограничном слое в новое устойчивое состояние, когда классическое течение в пограничном слое у стенки уже не может обеспечить адекватную реакцию потока на положительный градиент давления, определяемый геометрией канала. Устойчивость отрывного течения в этом случае следует понимать в том смысле, что при определенных условиях отрыв потока возникает всегда, а геометрия канала перестает влиять на изменение градиента давления в оторвавшемся потоке.

В [3] показано, что интенсивный рост толщины пограничного слоя на стенке в предотрывной области направлен на уменьшение величины положительного градиента давления, определяемого геометрией канала. В [4] на основе анализа составляющих уравнения движения пограничного слоя было определено, что характерная деформа-

ция профилей осредненной скорости в пограничном слое приводит к росту тех слагаемых уравнения движения, которые уравнивают тормозящую силу давления. Таким образом, результаты, полученные в [2–4], свидетельствуют о том, что изменения в пограничном слое при положительном градиенте давления связаны со “стремлением” потока к сохранению исходного безотрывного течения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований пристеночных пульсаций давления на стенке плоского диффузорного канала. Схема исследованного канала показана на рис. 1.

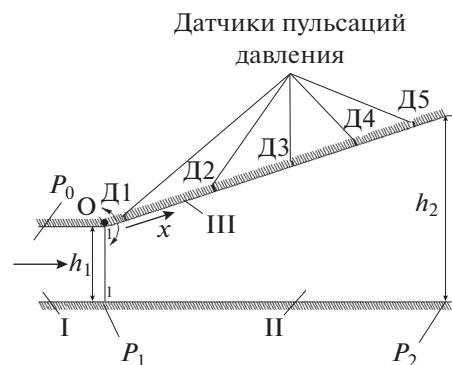


Рис. 1. Схема исследованного диффузорного канала.

Для получения развитого турбулентного пограничного слоя перед диффузорным участком II был расположен предвключенный канал I длиной 500 мм, включающий в себя конфузорный участок, плавно переходящий в канал постоянного сечения. Число Рейнольдса, подсчитанное по длине предвключенного участка и скорости в ядре потока на входе в диффузорный участок, в экспериментах изменялось от 2.6×10^6 до 3.8×10^6 , а безразмерная скорость λ_1 во входном сечении исследуемого диффузорного канала не превышала 0.32.

Диффузорный участок канала II был выполнен несимметричным для того, чтобы локализовать отрыв потока только на отклоняющейся стенке III, которая была выполнена в виде плоской пластины размером 57×270 мм и имела шарнирное соединение со стенкой предвключенного канала I в точке O с радиусом скругления 10 мм для обеспечения плавного сопряжения входного и диффузорного участков с целью уменьшения влияния угловой зоны на течение в пограничном слое у отклоняющейся стенки. В экспериментах степень расширения диффузорного участка канала $n = h_2/h_1$ изменялась от 1.0 до 4.0, что соответствовало углам отклонения подвижной стенки от 0° до 40° . Здесь h_1 и h_2 – высоты входного (1-1) и выходного сечения (2-2) диффузорного участка канала. Выход потока из диффузорного участка осуществлялся непосредственно в атмосферу.

Вообще говоря, изменение степени расширения и угла отклонения стенки в диффузорном канале оказывают независимое влияние [5]. В принятой конструкции модели эти две величины однозначно связаны, что позволило в качестве единственного параметра использовать легко измеряемую степень расширения канала n . Кроме того, в соответствии с целями настоящей работы использованная модель позволяла реализовать и сопоставлять различные режимы течения как с отрывом, так и без отрыва, на одной и той же стенке при одинаковых отношениях $\varepsilon_2 = p_2/p_0$. Давление полного изоэнтропийного торможения p_0 и статическое давление на выходе из канала p_2 соответствуют давлениям во входном баке-ресивере и атмосферному давлению, которые также легко и просто контролируются.

Распределение давления $p = p(x)$ вдоль средней линии отклоняющейся стенки измерялось с помощью дренажных отверстий диаметром 0.5 мм, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга, водяным дифференциальным манометром с точностью до 2 мм вод. ст. Координата $x = 0$ соответствовала входному сечению 1-1 в диффузорный участок. В дальнейшем экспериментальные зависимости $p = p(x)$ аппроксимировались методом наименьших квадратов с помощью кубического сплайна, имеющего непрерывную первую и вторую производные. Среднеквадратическая ошибка аппроксимации во всех исследованных случа-

ях не превышала погрешности измерений. По полученным таким образом зависимостям $p = p(x)$ определялись значения $dp/dx = f(x)$.

Расход через исследованный канал G в каждой серии испытаний измерялся при помощи мерного суживающегося сопла, установленного на подающем воздухопроводе от турбовоздуходувки, подававшей сжатый воздух в бак-ресивер, на котором устанавливалась исследованная модель.

Для экспериментальной оценки аэродинамической эффективности диффузорного канала использовался коэффициент полных потерь $\zeta_{\text{п}}$, который является отношением суммы внутренних потерь энергии и потерь энергии с выходной скоростью к располагаемой кинетической энергии на входе в диффузорный канал. Он определялся по известной формуле из [5] через измеренные в эксперименте давления полного изоэнтропийного торможения p_0 , статическое давление p_1 на входе в канал (в сечении 1-1 на рис. 1), а также статическое давление p_2 (в сечении 2-2 на рис. 1) на выходе из канала. Статическое давление p_1 определялось по среднему значению показаний шести дренажей по периметру входного сечения 1-1 исследованной модели:

$$\zeta_{\text{п}} = \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] / \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Вообще говоря, для оценки эффективности диффузорных каналов, основное назначение которых состоит в уменьшении скорости потока и повышении давления с наименьшими потерями энергии, используются также коэффициент восстановления энергии (давления) ξ и коэффициент полезного действия диффузора $\eta_{\text{д}}$ [6, 7]. В связи с тем, что безразмерная скорость λ_1 во входном сечении исследуемого диффузорного канала не превышала 0.32, влиянием сжимаемости можно было пренебречь. В этом случае коэффициент восстановления давления ξ и коэффициент полезного действия диффузора $\eta_{\text{д}}$ в соответствии с [6, 7] определяются по формулам

$$\xi = \frac{p_2 - p_1}{p_0 - p_1}, \quad \eta_{\text{д}} = \frac{p_2 - p_1}{p_{2\text{T}} - p_1}.$$

Здесь $p_{2\text{T}}$ соответствует давлению за диффузором в предположении изоэнтропийного течения. Коэффициент полных потерь $\zeta_{\text{п}}$ и коэффициент восстановления давления ξ связаны однозначной зависимостью из [6, 7]:

$$\zeta_{\text{п}} = 1 - \xi.$$

Минимум коэффициента полных потерь $\zeta_{\text{п}}$ соответствует максимуму коэффициента восстановления давления ξ .

Коэффициент полезного действия диффузора $\eta_{\text{д}}$ равен отношению действительного прироста по-

тенциальной энергии к максимально возможно-му приросту при изоэнтропийном течении в канале, т.е. учитывает только внутренние потери энергии. Таким образом, данные по коэффициенту полных потерь $\zeta_{\text{п}}$ и коэффициенту полезного действия $\eta_{\text{д}}$ совместно наиболее полно характеризуют процесс в диффузорном канале. Зависимости коэффициента полных потерь $\zeta_{\text{п}}(n)$ и коэффициента полезного действия диффузора $\eta_{\text{д}}(n)$ для исследованного канала приведены на рис. 2. В каждой серии экспериментов поддерживалось постоянное отношение давлений $\varepsilon_2 = p_2/p_0$.

Измерения скорости в пограничном слое на отклоняющейся стенке показали, что в диапазоне изменения степени расширения канала n от 1.0 до 2.0 в диффузоре на отклоняющейся стенке реализовался безотрывный режим течения. При увеличении $n > 2.0$ сначала вблизи выхода из канала, а по мере увеличения n все ближе к входному сечению 1-1 на отклоняющейся стенке III фиксировался отрыв потока.

Для безотрывных режимов течения основной составляющей внутренних потерь энергии являются потери трения в пограничных слоях у стенок. Для отрывных режимов внутренние потери энергии складываются из потерь трения и потерь в вихрях в отрывных зонах. С ростом степени расширения обтекаемая потоком площадь увеличивается, и потери трения возрастают, но это увеличение для безотрывных режимов незначительно. При этом потери с выходной скоростью интенсивно снижаются, что соответствует уменьшению значения $\zeta_{\text{п}}$. Как видно из рис. 2, с ростом n от 1.0 до 2.0 значение $\zeta_{\text{п}}$ заметно уменьшается, и минимум коэффициента полных потерь $\zeta_{\text{п}}$ для исследованного канала достигается в диапазоне $n = 2.0-2.2$.

При переходе к отрывным режимам в исследованном канале внутренние потери начинают интенсивно возрастать из-за появления областей отрыва потока у отклоняющейся стенки. Одновременно падает восстановительная способность диффузора, и потери с выходной скоростью также увеличиваются. Как видно из рис. 2, это приводит к возрастанию значения $\zeta_{\text{п}}$, а при $n > 3.4$ значение коэффициента полных потерь практически постоянно и равно примерно 0.95, что близко к значению $\zeta_{\text{п}}$ для канала постоянного сечения ($n = 1$). Это свидетельствует о переходе при $n > 3.4$ к струйному режиму течения в исследованном канале с отрывом от отклоняющейся стенки непосредственно во входном сечении 1-1.

Такой характер течения также подтверждается приведенными на рис. 2 зависимостями $\eta_{\text{д}}(n)$. Как видно, при увеличении n от 1.3 до 2.0 значение $\eta_{\text{д}}$ практически не меняется, что свидетельствует об очень незначительном увеличении внутренних потерь энергии в канале, которые

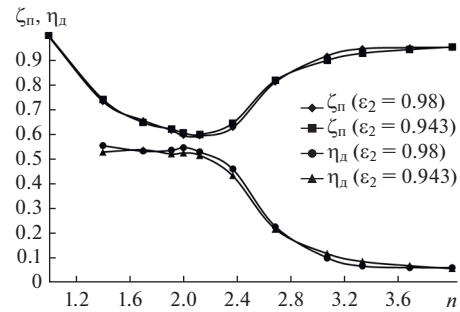


Рис. 2. Зависимость коэффициента полных потерь и коэффициента полезного действия диффузора от степени расширения n при различных отношениях $\varepsilon_2 = p_2/p_0$.

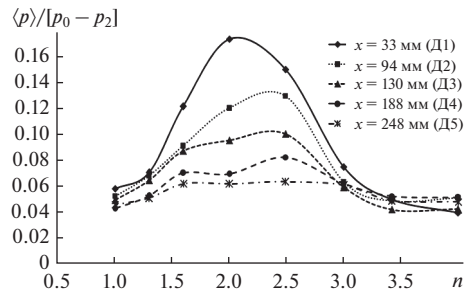


Рис. 3. Зависимости среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления на стенке для разных степеней расширения n при $\varepsilon_2 = 0.95$.

определяются только потерями трения в пограничных слоях.

При увеличении $n > 2.0$ отмечается значительное снижение $\eta_{\text{д}}$, соответствующее увеличению внутренних потерь энергии в вихрях в отрывной области. При переходе к струйному режиму течения с отрывом потока от отклоняющейся стенки непосредственно в сечении 1-1 возможность дальнейшего увеличения потерь энергии для исследованного канала исчерпывается, увеличение степени расширения канала перестает влиять на характер течения. Этому соответствует практически неизменное значение $\eta_{\text{д}}$ при $n > 3.4$.

На отклоняющейся стенке в сечениях Д1–Д5 (см. рис. 1) на расстояниях $x = 33, 94, 130, 188$ и 248 мм от входного сечения 1-1 диффузорного участка были установлены датчики пульсаций давления типа ДПС-011, сигнал от которых поступал на ИВК МІС-300 производства НПП “Мера”, который позволял обрабатывать полученный сигнал в режиме реального времени.

На рис. 3 приведены зависимости среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления на стенке $\langle p \rangle$, характеризующих энергию пульсационного движения [8] и отнесенных к разности давлений $(p_0 - p_2)$, которая в этой серии экспериментов поддерживалась постоянной ($\varepsilon_2 = 0.95$) для разных степеней расширения n .

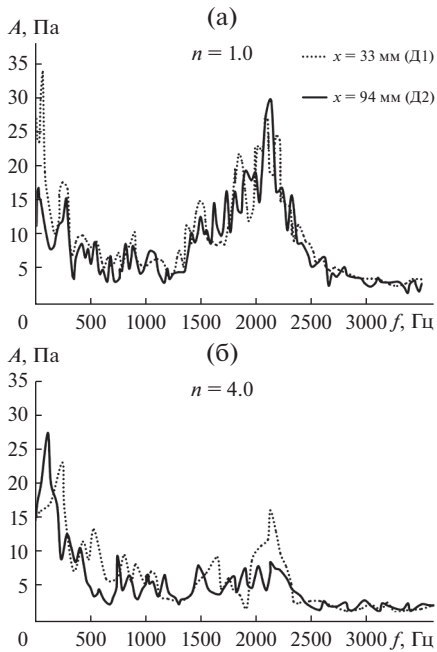


Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики для безградиентного режима течения (а) на отклоняющейся стенке и для струйного отрывного течения с отрывом непосредственно во входном сечении (б) при $\varepsilon_2 = 0.943$.

Как видно из рис. 3, при $n = 1.0$ и $n = 3.4-3.9$ значения $\langle p \rangle / (p_0 - p_2)$ мало отличаются по длине пластины и составляют от 4 до 6% от перепада давления. Это объясняется тем, что в первом случае на всей длине отклоняющейся стенки имело место безградиентное течение в пограничном слое, а во втором – отрыв потока начинался практически с входного сечения 1-1 и все датчики пульсаций давления оказывались в области нестационарного циркуляционного движения, возникающего в отрывной зоне.

На рис. 4 показаны амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) по показаниям датчиков Д1 и Д2 (см. рис. 1) при степени расширения $n = 1.0$ (рис. 4а) и при степени расширения $n = 4.0$ (рис. 4б).

При $n = 1.0$ следует отметить заметное увеличение амплитуд пульсаций давления в обоих сечениях в диапазоне частот $1500 < f < 2500$ Гц. По-видимому, в исследованном канале этот диапазон частот соответствует максимуму генерации турбулентной энергии у стенки при безградиентном течении. Еще в классической работе [9] было показано, что исходный механизм образования турбулентной кинетической энергии проявляется в интенсивном отбрасывании частиц жидкости, движущихся с малой скоростью из области, очень близкой к стенке. Дальнейшие исследования [10] подтвердили этот факт. Кроме того, было показано, что наряду с процессами выброса частиц замедленной жидкости от стенки происходит втор-

жение в пристеночную область ускоренных частиц жидкости из внешней части слоя.

Для $n = 1.0$ в области низких частот при $f < 300$ Гц также фиксируются максимумы амплитуд, сравнимые со значениями амплитуд в диапазоне $1500 < f < 2500$ Гц. Эти максимумы соответствуют крупномасштабным низкочастотным вихревым образованиям, переносимым к стенке. Однако на рис. 4а хорошо видно, что основная энергия пульсационного движения все-таки сосредоточена в области спектра с частотами из диапазона $1500 < f < 2500$ Гц, характерными для мелкомасштабной пристенной турбулентности.

При $n = 4.0$ (см. рис. 4б), когда оба датчика находились в отрывной области, в обоих сечениях отмечается заметное превышение амплитуд пульсаций давления в низкочастотной области спектра при $f < 300$ Гц. Это свидетельствует о том, что в отрывной области преобладают крупные вихревые образования, характеризующиеся низкой частотой.

В этом случае при $500 < f < 2500$ Гц фиксируется характерный “пилообразный” спектр, а для $f > 2500$ Гц – практически равномерный спектр амплитуд пульсаций без ярко выраженных максимумов. Это свидетельствует о том, что для данной степени расширения пограничный слой в его классическом понимании на стенке отсутствует.

С ростом степени расширения $n > 1.0$ на отклоняющейся стенке канала III в пограничном слое градиент давления в направлении течения становится положительным, и, как видно из рис. 3, с ростом n происходит значительное увеличение интенсивности пульсаций давления, особенно в начале пластины (датчик в сечении Д1). При этом для $n = 2.0-2.5$ во всех исследованных сечениях Д1–Д5 фиксируется максимум значений $\langle p \rangle / (p_0 - p_2)$, особенно значительный и ярко выраженный для сечения Д1, где значение интенсивности пульсаций давления составляет порядка 18% от перепада давления на исследованный канал. Однако, как видно из рис. 3, с ростом расстояния от входного сечения максимумы в распределении $\langle p \rangle / (p_0 - p_2)$ при $n = 2.0-2.5$ становятся все менее выраженными, а максимальные значения интенсивности пульсаций давления уменьшаются к выходному сечению 2-2 (датчик в сечении Д5) до 6% от перепада давления на исследованный канал.

При этом характер пульсационного движения качественно не изменяется. На рис. 5 показаны АЧХ при $n = 2.0$ для разных сечений по длине стенки III при $\varepsilon_2 = 0.943$. Как видно, по-прежнему максимумы амплитуд фиксируются во всех сечениях в диапазоне частот $1500 < f < 2500$ Гц, однако с ростом расстояния от входного сечения в канал эти максимумы уменьшаются.

На рис. 6 показаны АЧХ для сечения Д1 при разных значениях степени расширения n : в диапазоне от 1.0 до 2.0 (рис. 6а) и от 2.0 до 4.0 (рис. 6б),

т.е. для безотрывных и отрывных режимов течения соответственно.

Следует отметить, что степеням расширения $n = 2.0-2.2$ соответствует режим наибольшей экономичности исследованного канала (см. рис. 2) и на отклоняющейся стенке в этом случае реализуется предотрывный режим течения, всегда соответствующий режиму наибольшей эффективности диффузорных каналов [11]. Рост положительного градиента давления с ростом n от 1.0 до 2.0 приводит к более интенсивному выбросу замедленных частиц жидкости от стенки, при этом также интенсифицируется процесс поступления к стенке ускоренных частиц из внешней части слоя.

Как видно из рис. 6а, амплитуды пульсаций давления в диапазоне частот от 1500 до 2500 Гц в сечении Д1 при этом резко возрастают по сравнению с безградиентным течением. Если при $n = 1.0$ максимальные значения амплитуды в этой области составляют порядка 30 Па, то с ростом n до 1.3 они увеличиваются до 50 Па, при $n = 1.6$ – до 100 Па, а при $n = 2.0$ уже составляют порядка 140 Па.

С ростом $n > 2.0-2.2$, как уже упоминалось выше, на отклоняющейся стенке возникнул отрыв потока, смещающийся непосредственно к входному сечению 1-1 по мере роста n до 3.4. Как видно из рис. 6б, этому соответствует уменьшение амплитуд пристеночных пульсаций давления в диапазоне $1500 < f < 2500$ Гц, и при $n = 4.0$ они практически равны значениям при $n = 1.0$ и не превышают 20 Па.

Следует особо отметить значительное увеличение амплитуд пульсаций для $n = 2.5$ в области частот $0 < f < 500$ Гц. При измерении скоростей в пограничном слое при этой степени расширения установившийся отрыв фиксировался приблизительно с половины длины отклоняющейся стенки. Видно, что при этой степени расширения канала в сечении Д1 пульсации давления в диапазоне $1500 < f < 2500$ Гц, непосредственно связанные с выбросом мелких вихревых образований от стенки, уменьшаются, а перенос к стенке крупных энергосодержащих вихрей с низкой частотой резко возрастает. Однако этот процесс, направленный на сохранение исходного безотрывного течения в пограничном слое не приводит, тем не менее, к ликвидации отрыва, и с дальнейшим увеличением $n > 2.5$ в области как низких, так и высоких частот амплитуды пульсаций давления уменьшаются.

Для объяснения такого характера изменения пульсаций давления на стенке рассмотрим, как изменяются градиенты давления вдоль отклоняющейся стенки для разных степеней расширения канала.

На рис. 7 показаны экспериментальные зависимости dp/dx , полученные описанным выше способом для степеней расширения n , равных 1.3, 2.0, 2.4 и 2.65 (кривые 4, 3, 2 и 1 соответственно).

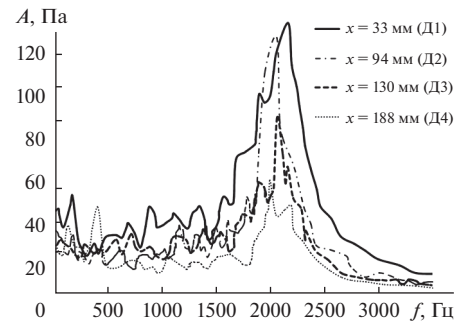


Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики для $n = 2.0$ в разных сечениях по длине отклоняющейся стенки при $\epsilon_2 = 0.943$.

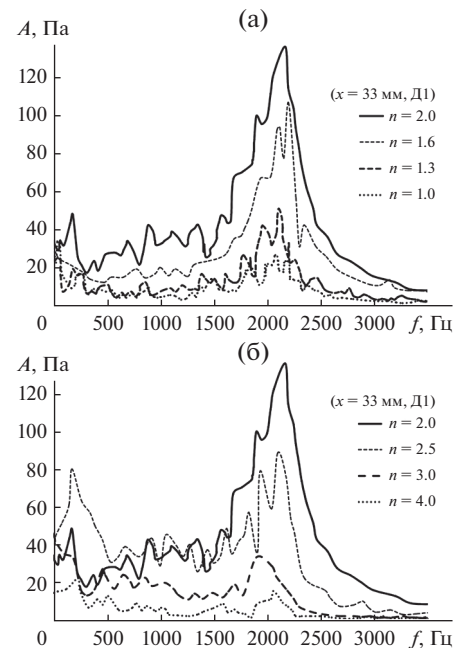


Рис. 6. Амплитудно-частотные характеристики пульсаций давления на стенке в сечении Д1 при разных степенях расширения канала: (а) – безотрывные режимы, (б) – отрывные режимы.

Для сравнения здесь же приведены зависимости dp/dx , рассчитанные без учета влияния вязкости. Для качественной оценки влияния вязкости удобно было воспользоваться одномерной моделью течения в канале. В этом случае уравнение движения и уравнение неразрывности принимают наиболее простой вид [12]:

$$\frac{dp}{dx} = -\rho c \frac{dc}{dx}, \quad (1)$$

$$G = \rho Fc, \quad (2)$$

где $p(x)$ – давление в сечении канала с координатой x , ρ – плотность, c – теоретическая скорость в потоке в сечении канала с координатой x без

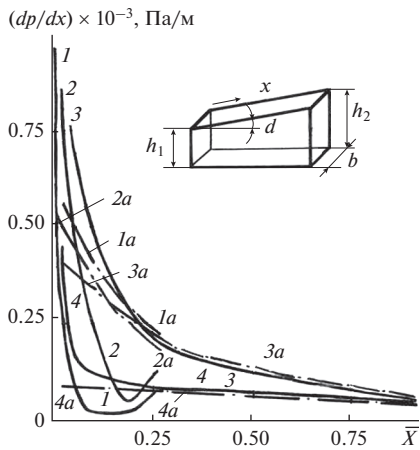


Рис. 7. Экспериментальные и расчетные зависимости dp/dx для разных степеней расширения исследованного канала при $\varepsilon_2 = 0.96$: 1, 1а – $n = 2.65$; 2, 2а – 2.4; 3, 3а – 2.0; 4, 4а – 1.3; сплошные кривые – эксперимент, штрихпунктир – расчет по (3).

учета вязкости, F – площадь канала в сечении с координатой x , G – массовый секундный расход.

Из уравнений (1), (2) с учетом очевидной зависимости $F = b(h_1 + x \sin \alpha)$ (см. рис. 7) получим

$$\frac{dp}{dx} = \frac{G^2 \sin \alpha}{\rho b^2 (h_1 + x \sin \alpha)^3}. \quad (3)$$

Зная геометрические параметры диффузорного участка II и подставляя в (3) измеренный расход G для данной степени расширения n можно получить распределения $dp/dx = \varphi(x)$, не учитывающие наличие пограничных слоев на стенках канала. Эти зависимости показаны на рис. 7 штрихпунктирными линиями.

Как видно из рис. 7, при $\bar{X} > 0.25$ для безотрывных режимов течения ($n = 1.3$ и 2.0) экспериментальные и расчетные зависимости dp/dx практически совпадают. Здесь $\bar{X} = x/L$ – относительная координата вдоль отклоняющейся стенки длиной $L = 270$ мм. Для отрывных режимов ($n = 2.4$ и 2.65) экспериментальные и расчетные зависимости dp/dx не совпадают на всей длине стенки.

Общим для безотрывных и отрывных режимов является существенное превышение экспериментальных значений dp/dx над расчетными при $\bar{X} < 0.25$, т.е. в начале диффузорного участка. Связано это с тем, что при приближении к сечению 1-1 на небольшом участке вблизи угловой зоны поток у стенки заметно ускоряется. При этом скорость пристеночных слоев во входном сечении может возрастать более чем на 30% по сравнению со скоростью в ядре потока в случае точечного углового излома [7]. При переходе в диффузорный участок канала скорость пристеночных слоев быстро уменьшается. Это обуславливает

значительное увеличение локальных положительных градиентов давления в начале отклоняющейся стенки. Несмотря на то что стенка входного канала и отклоняющаяся стенка диффузора имели плавное сопряжение, избежать описанного выше влияния угловой зоны поворота потока полностью не удастся. Именно этим объясняется превышение экспериментально полученных значений dp/dx над расчетными во всех исследованных случаях на начальном участке отклоняющейся стенки.

В рассматриваемом случае для отрывных режимов непосредственно у стенки при $\bar{X} < 0.2$ значения dp/dx (см. кривые 1 и 2 на рис. 7) очень быстро становятся весьма малыми. Быстрое запыривание канала пограничными слоями, связанное с интенсивным возрастанием толщины вытеснения δ_1 , приводит к уменьшению его эффективной площади и вызывает существенное снижение местного положительного градиента давления на стенке в сравнении с тем значением, которое может быть найдено расчетным путем. В [3] было показано, что средняя величина $d\delta_1/dx$ для отрывных режимов течения на порядки больше, чем для безотрывных. Именно поэтому падение величины dp/dx оказывается для степеней расширения $n = 2.4$ и 2.65 столь значительным (см. кривые 2 и 1 на рис. 7). В [2, 3] также было показано, что интенсивный рост толщины вытеснения пограничного слоя δ_1 при диффузорном течении изначально направлен на уменьшение положительного градиента давления, определяемого геометрией канала. Поскольку все изменения характера течения для дозвукового течения передаются вверх по потоку, для исследованного канала во входном сечении 1-1 значения δ_1 для степеней расширения $n = 1.3, 2.0, 2.4$ и 2.65 были равны соответственно 1.7, 1.9, 2.5 и 3.3 мм. Таким образом, при переходе к отрывному режиму течения толщина пограничного слоя в начальном участке канала возрастает в несколько раз по сравнению с безотрывными режимами.

В этой связи следует упомянуть известный факт, отмеченный еще в [13] и неоднократно экспериментально подтвержденный, в частности в [14–16], а именно, что при положительном градиенте давления во внешней области пограничного слоя на расстоянии от стенки $y/\delta \approx 0.2–0.4$ (y – расстояние от стенки, δ – физическая толщина пограничного слоя) появляется вторая область генерации турбулентной энергии. По мере продвижения жидкости против положительного градиента давления эта область становится определяющей в пограничном слое, но в связи с увеличением толщины пограничного слоя область, непосредственно прилегающая к стенке, оказывается под воздействием исключительно пристеночной зоны генерации турбулентной энергии.

Таким образом, с ростом толщины пограничного слоя происходит его разделение на две независимые области: внешнюю и пристеночную. Чем больше толщина слоя (что характерно для отрывных режимов течения), тем в меньшей степени характеры течения в пристеночной области и во внешней части слоя оказываются зависимыми друг от друга.

Хорошо известно [12], что при отрицательных градиентах давления в направлении течения пристеночные пульсации в турбулентном пограничном слое затухают, и происходит так называемая ламинаризация пограничного слоя. При положительном градиенте давления наблюдается обратная картина. Происходит интенсификация пристеночного пульсационного движения, связанная с необходимостью обеспечения движения против возрастающего давления. При этом небольшие значения величины dp/dx , отмечающиеся для степеней расширения $n = 2.4$ и 2.65 (см. кривые 2 и 1 на рис. 7) после их резкого уменьшения на начальном участке отклоняющейся стенки, не вызывают необходимости резкого усиления пульсационного движения для продвижения против увеличивающегося давления слоев жидкости в непосредственной близости от стенки, что и наблюдается для АЧХ на рис. 6б в сечении Д1.

Для $n = 1.3$ и 2.0 вдоль всей стенки канала устанавливается устойчивое безотрывное течение, значения dp/dx при $\bar{X} > 0.25$ либо становятся практически постоянными, либо слабо убывают (кривые 4 и 3 на рис. 7). Интенсивность пристеночных пульсаций также убывает с ростом x (см. рис. 3 и 5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием малоинерционных датчиков давления измерены зависимости интенсивности и АЧХ пульсаций давления на стенке диффузорного канала для безотрывных и отрывных режимов течения. Полученные результаты показывают, что изменение характера пульсационного движения в непосредственной близости от стенки под действием положительного градиента давления изначально направлено на сохранение исходного классического течения в пограничном слое против увеличивающегося давления. Однако усиление пульсационного движения, как реакция на положительный градиент давления, определяемый геометрией канала, приводит к усилению роста толщины пограничного слоя. На определенном этапе развития течения в пограничном слое из-за резкого роста его толщины, изначально связанного с усилением пульсационного движения, происходит разделение пограничного слоя на две независимые области, внешнюю и пристеночную, и тогда классическое течение в

пограничном слое переходит в новое устойчивое состояние по механизму, описанному в [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
2. Дмитриев С.С. Анализ изменений в пограничном слое при диффузорном течении с точки зрения максимальной устойчивости осредненных турбулентных течений // Изв. СО РАН. ПМТФ. 1995. № 1. С. 52.
3. Дмитриев С.С. Исследование характеристик турбулентного пограничного слоя при возникновении отрыва в диффузорном канале // ТВТ. 1994. Т. 32. № 3. С. 388.
4. Дмитриев С.С. Исследование структурных изменений в турбулентном пограничном слое в предотрывной области // ТВТ. 1997. Т. 35. № 2. С. 263.
5. Зарянкин А.Е., Симонов Б.П. Выхлопные патрубки паровых и газовых турбин. М.: Изд-во МЭИ, 2002. 273 с.
6. Идельчик И.Е. Гидравлические сопротивления (физико-механические основы). М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
7. Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин. М.: Энергия, 1970. 384 с.
8. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 271 с.
9. Клайн С., Рейнольдс У., Шraub Ф., Ранстэдлер П. Структура турбулентных пограничных слоев // Механика. Сб. № 4. М.: Мир, 1969. С. 41.
10. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Исследование прерывистой структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя // Турбулентные течения. М.: Наука, 1974. С. 172.
11. Эиджажи Дж., Джонстон Дж.П. Неустойчивый отрыв потока и максимальное восстановление давления в двумерных диффузорах с прямолинейными стенками // Теоретические основы инженерных расчетов. 1980. Т. 102. № 3. С. 97.
12. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 592 с.
13. Ротта И.К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1967. 231 с.
14. Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Белов В.М., Афанасьев В.Н. Средние и пульсационные характеристики теплового турбулентного пограничного слоя и теплообмен в диффузорной области // Теплообмен в пристенных турбулентных течениях. Минск, 1976. Ч. 1. С. 77.
15. Хабахпашева Е.М., Ефименко Г.И., Руди Ю.А. Развитие сдвигового слоя при безотрывном течении в диффузоре // Турбулентные струйные течения: Тез. докл. 4-го Всес. науч. совещ. по теор. и прикл. аспектам турбулентных течений. Ч. 2. Таллин, 1982. С. 159.
16. Леонтьев А.И., Шишов Е.В. Закономерности пристенной турбулентности в градиентной области течения и при сложных тепловых граничных условиях // Пристенные турбулентные течения. Новосибирск, 1984. С. 121.