УДК 532.526.4+532.556.4

Вторичные течения в плоском диффузоре и их роль в формировании поля турбулентности^{*}

И.А. Давлетшин, Н.И. Михеев, Р.Р. Шакиров

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ «Казанский научный центр РАН», Казань

E-mail: davlet60@mail.ru

Турбулентные течения в плоском диффузоре характеризуются наличием в профилях пульсаций продольной скорости двух локальных максимумов. В работе выполнено экспериментальное исследование механизма формирования турбулентной структуры потока в плоском диффузоре. С этой целью проведены измерения параметров кинематической структуры течения в диффузоре с углом раскрытия 2,5°. С применением оптического метода измерений получены профили скоростей и турбулентных характеристик потока в характерных сечениях канала, на основе которых выявлены вторичные течения в диффузоре. Предложена физическая модель формирования турбулентной структуры потока. В рамках нее наличие высокой степени турбулентных пульсаций вдали от стенки увязывается с конвекцией турбулентности из пристеночной области в ядро потока вторичным течением в виде усредненного спирального движения среды в плоском диффузоре.

Ключевые слова: градиентный поток, плоский диффузор, структура потока, турбулентность, вторичные течения.

Введение

Сложность структуры течений в диффузорных каналах даже на ламинарных режимах была отмечена уже более века назад. Было установлено, что простая геометрия канала в виде расходящихся под небольшим углом плоскостей может приводить к течению с неравномерным полем скорости и развитием нестационарности, получившим название «течение Джеффри – Гамеля» (Jeffery – Hamel) [1, 2]. В каналах сложной геометрии, к которым можно отнести и плоские диффузоры, появляется важный фактор существенного усложнения структуры течения, связанный с формированием вторичных течений. К ним относятся течения, поперечные к основному направлению потока, результатом которых является вихревое движение в поперечном сечении канала. Это движение имеет ненулевые осредненные по времени значения скоростей. Такие течения принято обозначать как вторичные течения Прандтля первого и второго рода. К числу первых относятся течения в каналах с криволинейными в продольном направлении

^{*} Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00507).

[©] Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Шакиров Р.Р., 2023

стенками. Механизмом возникновения вторичных течений Прандтля первого рода считается действие центробежных сил в потоке (поперечных градиентов давления) в силу искривления линий тока [3]. Такие течения возникают как при ламинарных режимах, так и при турбулентных. В совокупности с основным продольным движением вторичные течения (вихри) создают в целом спиралевидное движение.

Вторичные течения Прандтля второго рода имеют принципиально иной механизм формирования. Вихревое движение здесь возникает только в турбулентных режимах. В каналах с наличием угловых областей, неравномерным распределение шероховатости по периметру сечения возникает неравномерное распределение рейнольдсовых напряжений. Эта неравномерность приводит к возникновению осредненного по времени ненулевого движения [4-6]. В каналах прямоугольного сечения в угловых областях возникают пары вихрей противоположного вращения, разделенные биссектрисой угла. При этом вторичное течение направлено вдоль биссектрис от центра канала в сторону угла. В совокупности в таких каналах можно ожидать четыре пары вихрей в четырех угловых областях. В каналах, боковые стороны сечений которых имеют вид полукругов, или в каналах с эллиптическими сечениями течения характеризуются наличием двух пар вихрей. Согласно литературным данным, скорости вторичных (вихревых) течений составляют 1-4% основной скорости. Тем не менее эти течения способны заметно изменить кинематическую структуру потока. Считается, что их влияние на интегральные характеристики потока сопоставимо с влиянием турбулентности.

Появившиеся в последние годы возможности в экспериментальной гидродинамике позволяют получать новые данные о структуре потоков. В частности, с использованием оптического метода PIV (particle image velocimetry) получена информация по дву- или трехмерным полям скорости в различных, в том числе и градиентных [7-9], течениях. Масштабные исследования в аэродинамической трубе с положительным продольным градиентом давления с использованием 16 камер были проведены в работе [7]. В плоском асимметричном канале с углом раскрытия 5° были получены характеристики пограничного слоя: распределения толщины погранслоя, скорости, параметров турбулентности. Были выделены когерентные структуры в пристеночной области. На основе проведенного анализа данных был сделан вывод о том, что градиент давления не оказывает существенного влияния на средний размер и форму крупномасштабных структур. Это положение справедливо для безотрывных течений. В той же установке более подробным образом дополнительно были получены профили скоростей в характерных сечениях диффузора [8]. Аналогичные исследования характеристик пограничного слоя для потока воды проведены в работе [9]. Результаты измерений однониточным термоанемометром показали, что особенностью градиентных течений является сокращение логарифмического участка в профилях скоростей турбулентного пограничного слоя вплоть до его отсутствия в случае сильного градиента давления [10].

В работе [11] авторами из семи лабораторий мира были проведены обширные исследования градиентных течений с применением метода PIV. Были получены данные о влиянии градиента давления на пространственную эволюцию скорости, напряжений Рейнольдса и коэффициента давления. В работе отмечено, что определение закономерностей пристеночной турбулентности остается важной проблемой для прогнозирования структуры и интегральных характеристик таких течений. В частности, в ряде экспериментальных исследований обнаружено, что профили турбулентных пульсаций в диффузорном канале существенно отличаются от соответствующих профилей безградиентного потока. Если в безградиентных профилях имеется один максимум в переходной области пограничного слоя при $y^+ \sim 15$, то в потоках с положительным продольным градиентом давления в профилях продольных пульсаций скорости появляется еще один максимум при $y^+ \sim (10^2 - 10^3)$ [10-12]. При этом профили поперечных пульсаций и рейнольдсовых напряжений имеют один экстремум в области $y^+ \sim (10^2 - 10^3)$ [11]. В качестве механизма возникновения дополнительных экстремумов турбулентных характеристик вдали от стенки авторы работы [11] предлагают рассматривать неустойчивость потока, в том числе и связанную с особенностями геометрии канала выше по потоку. Напротив, в работе [12] на основе спектрального анализа результатов численных расчетов этот эффект объясняется некоторым вытеснением мелкомасштабной энергии турбулентности из пристеночной области во внешнюю. Утверждается, что рассматриваемый эффект становится все более явным с ростом числа Рейнольдса. При этом в диффузорах конической формы отмечено наличие только одного максимума в профилях турбулентных пульсаций продольной скорости потока [13, 14].

Влияние градиента давления на характеристики потока принято связывать с разными безразмерными параметрами: параметром Клаузера $\beta = \delta_1 / \tau_w (dP/dx) (\delta_1 - \tau_0)$ толщина вытеснения пограничного слоя, τ_w — трение на стенке); параметром ускорения (параметром Кейса) К = $v/U^2(dU/dx)$ (U — скорость потока); $f = \delta_2/U(dU/dx)$ (δ_2 — толщина потери импульса), $p^+ = v/(\rho U_\tau^3)(dP/dx)$ (U_τ — динамическая скорость) и др. Однако в общем случае эти параметры по длине диффузорных каналов имеют переменные значения, для их определения необходима информация о структуре потока. Тем не менее использование этих параметров бывает полезным при анализе процессов в градиентных течениях. В частности, получение автомодельных профилей характеристик потока связывается с достижением условия β = const. Параметр ускорения Кейса может использоваться в качестве критерия задержки ламинарно-турбулентного перехода или даже реламинаризации потока в конфузорных каналах при наличии благоприятного градиента давления [15]. Использование параметра К в диффузорных каналах также может быть информативным в качестве количественной характеристики неблагоприятного градиента давления при исследовании, например, тепловых процессов [16]. В целом же считается, что положительный градиент давления приводит к более раннему ламинарно-турбулентному переходу. Результатом может быть интенсификация тепло- и массообменных процессов в потоке [17]. В частности, наличие положительного градиента давления приводит к существенной перестройке структуры потока и распределения коэффициента теплоотдачи в отрывных течениях [18, 19].

Таким образом, в настоящее время нет четкого понимания причин формирования существенно различающихся профилей турбулентности в плоском и осесимметричном диффузорах. Высказанные в работах [11, 12] гипотезы о формировании второго максимума энергии турбулентности вдали от стенки под влиянием некой неустойчивости или вытеснения мелкомасштабной энергии турбулентности из пристеночной области во внешнюю не дают представлений о механизмах и трактах переноса турбулентности в плоском диффузоре. Непонятно, по какой причине максимум энергии турбулентности оказывается в области низких градиентов скорости вдали от стенки. Если же турбулентность вытесняется в ядро потока из пристеночной области, то почему между двумя максимумами есть область пониженной турбулентности?

Экспериментальные исследования были направлены на выявление механизмов формирования второго максимума энергии турбулентности вдали от стенки плоского безотрывного диффузора. Для выявления трактов конвективного переноса турбулентности была подробным образом измерена кинематическая структура потока в плоском диффузоре. Как и в работах [11, 12], эксперименты выполнялись в асимметричном диффузорном канале только с одной отклоненной стенкой. Основное внимание было уделено исследованию вторичных течений Прандтля. Как отмечалось выше, относительная скорость вторичных течений сравнительно невелика. Стремительно развивающиеся 3Dоптические методы диагностики потоков пока не обеспечивают уровня разрешения, необходимого для измерения характеристик мелкомасштабной турбулентности и регистрации малых отклонений потока от основного направления. Поэтому был сделан выбор в пользу использования планарного метода измерений с хорошим пространственным разрешением, обеспечивающим измерение турбулентных пульсаций компонент скорости потока во всем диапазоне размеров энергонесущих турбулентных структур. В случае стационарного потока представления о пространственной структуре течения можно составить по набору двумерных полей векторов скорости в различных плоскостях. В настоящей работе с использованием оптического полевого метода SIV (smoke image velocimetry) выполнены исследования кинематической структуры потока в плоском диффузоре, основанные на измерении векторных полей скорости потока при различных пространственных положениях плоскости светового ножа: в восьми сечениях по длине, трех сечениях по ширине и пяти сечениях по высоте диффузора. В каждой из плоскостей измерений получены подробные профили осредненных значений и пульсаций двух компонент скорости потока, а в 120 точках пространства на пересечении упомянутых плоскостей была получена информация о трех компонентах вектора скорости, дающая представление о пространственном распределении скорости потока. Авторы по этим данным не получили детальной трехмерной структуры течения, но имеют достаточную информацию для схематического представления вторичных течений в плоском диффузоре с четкой количественной информацией об относительной скорости вторичного течения.

На основе экспериментальных данных сформировано новое представление о механизмах возникновения наиболее яркой особенности потока с положительным градиентом давления в плоском диффузоре — профиля интенсивности турбулентности (кинетической энергии турбулентности) со вторым максимумом, формирующимся вдали от стенки в области низких поперечных градиентов скорости потока. Вопреки сложившимся представлениям, основную роль в этом явлении играет конвективный перенос энергии турбулентности вторичными течениями, возникающими в плоском диффузоре. Показано, что в область удаленного от стенки второго максимума турбулентность переносится спиральным движением жидкости из области с более высоким уровнем турбулентности, расположенной выше по потоку.

Постановка эксперимента

Исследования гидродинамических процессов в диффузоре проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 1. Поток рабочей среды (воздуха) создавался турбокомпрессором 7, установленным за рабочим участком. Соответственно, на вход канала подавался воздух с параметрами окружающей среды. Значение расхода в рабочем участке создавалось при помощи критических сопел 6 определенных диаметров. При этом обеспечивалась неопределенность величины расхода не более 0,25 %. Сопла находились между рабочим участком и турбокомпрессором.

Для проведения экспериментов с применением оптических измерений полей скорости использовались стенки из прозрачных материалов (стекло и поликарбонат). Рабочий участок (диффузор 3) представлял собой плоский канал длиной L = 1820 мм и шириной B = 150 мм. Диффузор создавался отклонением верхней плоской стенки канала



Рис. 1. Экспериментальная установка.
 1 — входное устройство, 2 — предвключенный участок, 3 — плоский диффузор, 4 — лазер, 5 — отверстия отбора давления на боковой стенке, 6 — сопло, 7 — турбокомпрессор, 8 — область измерений полей скорости потока, 9 — скоростная видеокамера.

на $\varphi_0 = 2,5^\circ$. Высота входного сечения диффузора составляла $H_0 = 28$ мм. Перед диффузором имелись плавный в вертикальной плоскости вход 1 и предвключенный участок 2 постоянного сечения 150×28 мм длиной $L_{in} = 1200$ мм. Наличие этого участка длиной более 40 высот канала позволяло обеспечивать на входе в диффузор развитый турбулентный пограничный слой. На боковой стенке диффузора имелись отверстия 5 для измерения распределения статического давления.

Исследовалась кинематическая структура течений в характерных сечениях канала в вертикальных и горизонтальных плоскостях, которые располагались на разных расстояниях от боковой и нижней стенок. Двумерные измерения полей скорости и характеристик турбулентности потока рабочей среды в диффузоре выполнены оптическим методом SIV, основанным на результатах цифровой обработки видеосъемки структуры течения. В отличие от PIV-систем, в этом методе может использоваться более высокая концентрация трассеров, поскольку вектор скорости оценивается по смещению не отдельных частиц, а поля яркости фрагмента изображения, формируемого в световом ноже совокупностью большого количества частиц аэрозоля в выбранном фрагменте изображения. Аэрозоль представлял собой воздух с частицами жидкости MT-Gravity размерами в диапазоне 0,1-5 мкм. Такие малые размеры частиц позволяли практически без скольжения отслеживать поле скорости потока. Исследуемая область 8 подсвечивалась лазером 4 непрерывного действия (DPSS-Laser) КLМ-532/5000-h. Видеосъемка выполнялась высокоскоростной монохромной видеокамерой 9 Fastec HiSpec с разрешением одного кадра 700×80 пиксел (масштабный коэффициент — 0,055 мм/пиксел). В экспериментах частота дискретизации (временной масштаб вектора скорости) находилась в диапазоне 6-15 кГц в зависимости от уровня скорости потока в разных сечениях диффузора. Размер окна опроса (пространственное разрешение вектора скорости) составлял 16×16 пиксел.

В рамках применяемого метода определение векторов скорости выполнялось по минимуму функции похожести для окон опроса между соседними кадрами видеосъемки. Проведенный ранее анализ [20] показал, что основным источником неопределенности измерения компонент вектора скорости потока является случайная погрешность определения межкадрового смещения изображения. Его среднеквадратичное отклонение для единичного измерения составляет 0,039 пикселя. Для использованных в настоящей работе настройках (пространственное разрешение и частота кадров съемки) при измерениях среднеквадратичное отклонение величин компонент скорости потока составило 0,03 м/с. Более подробно методика измерений и ее практическое применение представлены в работах [20-22]. Отметим, что достигнутое пространственное разрешение метода соответствует колмогоровскому масштабу турбулентности, что имеет принципиальное значение при экспериментальном определении профилей диссипации кинетической энергии турбулентности [22].

По результатам оптических измерений методом SIV получены средние и турбулентные составляющие продольных U, поперечных V и трансверсальных W компонент скорости потока.

Результаты исследований и обсуждение

Были проведены оптические измерения кинематической структуры течений в диффузоре, а также измерения распределения статического давления по длине канала. Условия проведения гидродинамических исследований следующие: $\varphi_0 = 2,5^\circ$, $H_0 = 28$ мм, $Q = 80 \text{ м}^3/\text{ч}$, $U_0 = 5,3$ м/с, $\text{Re}_0 = 10^4$, $\text{K} = -4,4 \cdot 10^{-6}$. Среднерасходная скорость потока на входе в диффузор определялась по соотношению

$$U_0 = Q / (H_0 \cdot B). \tag{1}$$

Одним из критериев, характеризующих продольный градиент давления, может служить параметр ускорения Кейса. Для плоского диффузора с учетом закона изменения усредненной по сечению скорости потока по длине канала этот параметр имеет простой вид:

$$\mathbf{K} = -\operatorname{tg} \varphi_0 / \operatorname{Re}_0. \tag{2}$$

В то же время возможна оценка величины градиента давления на основе измерений распределения давления по длине диффузора. Эти измерения были осуществлены дифференциальным измерителем «Метран-150CD» с приведенной относительной погрешностью измерений 0,075 %. Результаты представлены на рис. 2 в безразмерном виде (значения давления отнесены к скоростному напору во входном сечении). В распределении в качестве опорного использовалось первое измерительное сечение (первая точка отбора давления) $x_1 = 100$ мм. Технически распределения получались измерениями перепадов давления между *i*-м и 1-м сечениями:

$$\Delta P = P_i - P_1. \tag{3}$$

За начало координат принималась точка: x = 0 — входное сечение диффузора (стык предвключенного участка и диффузора), y = 0 — нижняя стенка канала, z = 0 — вертикальная плоскость симметрии канала (см. рис. 1). Соответственно, в экспериментах измерения проводились в диапазонах координат (мм): $-50 \le x \le 1700$, $0 \le y \le h$, $-B/2 \le z \le B/2$, где h — текущая высота канала в сечении x.

Как показывают результаты измерений, давление и его продольный градиент заметно изменяются по длине диффузора, особенно на его начальном участке (см. рис. 2). При этом для конкретного режима течения ($\text{Re}_0 = \text{const}$) в плоском диффузоре параметр ускорения Кейса является постоянной величиной на всем протяжении диффузора (K = const).

Оценка продольного градиента давления в плане эффекта восстановления давления в диффузоре может быть проведена сопоставлением с изменением давления в канале

Рис. 2. Распределение давления
в диффузоре.

постоянного сечения. В канале постоянного сечения изменения давления могут быть определены по соотношению Дарси – Вейсбаха для гидравлических потерь:

$$\Delta P = \xi \rho U_0^2 \Delta x / (2d_h). \tag{4}$$

Отсюда для канала постоянного сечения

 28×150 мм с гидравлическим диаметром $d_h = 47,2$ мм в режиме $\text{Re}_0 = 10^4$ для турбулентного режима ($\xi = 0,3164/\text{Re}_0^{0,25}$) статическое давление на выходе из канала в безразмерном виде (в соответствии с рис. 2) равно

$$\Delta P / (\rho U_0^2 / 2) = -\xi L / d_h = -1, 2.$$
(5)

Из сопоставления потерь давления в канале постоянного сечения с графиком рис. 2 следует, что восстановление давления в диффузоре является существенным в масштабе гидравлических потерь.

Измерения скоростей проводились в вертикальных плоскостях (x, y) при трех положениях по ширине канала z = 0, 37 и 54 мм или z/(B/2) = 0; 0,5 и 0,72. В частности, на осевой плоскости канала (z = 0), на расстоянии четверти ширины от осевой плоскости z = B/4 и на расстоянии 21 мм от боковой стенки (z/(B/2) = 0,72). Также измерения проводились в горизонтальных плоскостях (x, z) на пяти уровнях по высоте y/h = 0,05; 0,25; 0,50; 0,75 и 0,95. При измерениях особое внимание уделялось структуре потока вблизи нижней стенки: именно к ней была привязана система координат и, соответственно, положение видеокамеры.

В работе были измерены поля скорости и турбулентных характеристик потока главным образом в диффузорной части канала. В первую очередь для определения характеристик потока на входе в диффузор выполнялись измерения в предвключенном участке постоянного сечения при x = -50 мм (рис. 3). Здесь и далее данные нормированы по величине среднерасходной скорости U_0 на входе в диффузор. Сопоставление с профилем скоростей по закону «1/7» показывает, что в центральной части канала – 54 мм $\leq z \leq 54$ мм (на удалении от боковых стенок ≥ 21 мм) поток на входе в диффузор имеет









Рис. 4. Преобразование составляющих скорости потока в диффузоре.

профили скоростей, близкие к турбулентному (см. рис. 3*a*) с сомкнувшимися пограничными слоями [23]. Некоторая асимметрия профилей может

быть связана с распространением возмущения потока от входного сечения диффузора. Результаты измерений показали степень турбулентности в ядре потока (на оси канала) на входе в диффузор на уровне $U'/U \approx 0.05$ (см. рис. 3*b*).

Вторичные течения в диффузорном канале нагляднее выявить в системе координат, связанной с углом φ и продольной координатой. Здесь угол φ отсчитывается от нижней стенки и его значение находится в диапазоне $0 \le \varphi \le \varphi_0$, где φ_0 — плоский угол, образованный нижней и верхней стенками диффузора. Преобразование скоростей из исходной системы координат в новую представлено на рис. 4. В преобразованной системе координат нулевые значения поперечной скорости V_{φ} означают равномерное растекание рабочей среды по диффузору, т.е. линии тока будут совпадать с линиями постоянных углов. В противном случае можно говорить о наличии поперечного движения. В исходной же системе координат вертикальная скорость V всегда имеет тенденцию к увеличению при приближении к верхней стенке, даже в условиях равномерного растекания рабочей среды.

Соотношения между скоростями в различных системах координат (см. рис. 4) могут быть представлены системой уравнений:

$$U_{\varphi} = U \cdot \cos\varphi + V \cdot \sin\varphi;$$

$$V_{\varphi} = -U \cdot \sin\varphi + V \cdot \cos\varphi.$$
(6)

Как видно, при U >> V значения продольной скорости U и U_{φ} будут оставаться довольно близкими. В частности, для максимального угла $\varphi = 2,5^{\circ}$ их отношение $U/U_{\varphi} \sim \cos \varphi \sim 0,999$.

Экспериментальные данные измерений в вертикальных (x, y) плоскостях представлены в виде компонент U_{ϕ} и V_{ϕ} на рис. 5.

По профилям продольных скоростей видно, что поток в среднем имеет симметричный относительно биссектрисы угла раскрытия диффузора вид (см. рис. 5, слева). На начальном участке диффузора профиль скоростей определяется предысторией потока в предвключенном участке. При $x \leq 100$ мм вид профилей U_{φ} практически совпадает с видом входного профиля (см. рис. 3). Начиная с сечения x = 200 мм, профили имеют вытянутый по центру вид. Интерпретация такого положения может быть следующей. Торможение рабочей среды в диффузоре наиболее интенсивно происходит вблизи стенок. На оси канала этот процесс идет с некоторым запаздыванием. Наиболее явно такое положение проявляется в центральной (по длине) части диффузора. По сути, здесь можно говорить о наличии в диффузоре признаков струйного течения.

Профили поперечной скорости V_{φ} (см. рис. 5, справа) отражают особенности организации входа потока в диффузор. Геометрия канала с отклонением только верхней стенки создавала асимметрию потока относительно биссектрисы угла раскрытия диффузора. В этой ситуации поток на начальном участке диффузора имел преимущественное направление вдоль нижней стенки, что приводило к максимальным по модулю и отрицательным по направлению значениям V_{φ} при x = 30 мм. Вниз по потоку линии тока



Рис. 5. Профили скоростей в вертикальных плоскостях при *z*/(*B*/2) = 0 (*a*), 0,5 (*b*), 0,72 (*c*). *x* = 30 (*I*), 100 (*2*), 200 (*3*), 400 (*4*), 600 (5), 1000 (6), 1400 (7) мм.

приближались к линиям постоянных углов, т.е. $V_{\phi} \rightarrow 0$. При этом анализ поля скорости в диффузоре показал, что в диффузоре существуют локальные зоны отклонений потока от линий постоянных углов в ту или другую сторону. Одна из таких зон находится на начальном участке диффузора. Центральная область потока (в трансверсальном направлении) в сечении x = 30 мм имеет направление вдоль нижней стенки, а далее (x = 100 мм) довольно резко разворачивается к верхней стенке (см. рис. 5*a*). Ближе к боковой стенке этот «разворот» происходит более плавно (см. рис. 5*b*, 5*c*).



Рис. 6. Наполненность профилей продольных скоростей на осевой плоскости.

Изменение структуры потока может быть количественно проиллюстрировано показателем наполненности профилей скоростей в виде отношения максимальной скорости вблизи оси канала ($\varphi/\varphi_0 = 0,5$) к среднерасходной скорости в сечении U_{max}/U_m , где $U_m = U_0 H_0/h$ при постоянной плотности воздуха и $h = H_0 + x \text{tg}\varphi_0$ (рис. 6). На рис. 6 видно, что на начальном участке диффузора это отношение имеет значение, близкое

к $U_{\text{max}}/U_m = 1,14$. Это соответствует развитому плоскому (между двумя параллельными плоскостями) турбулентному профилю скоростей по закону «1/7» в канале бесконечной ширины. Вниз по потоку происходит резкий рост отношения U_{max}/U_m , т.е. уменьшается наполненность профилей скоростей. При x = 400 мм достигается максимальное значение $U_{\text{max}}/U_m = 1,44$, которое, в частности, сопоставимо с уровнем $U_{\text{max}}/U_m = 1,5$ для плоского ламинарного профиля скоростей. Последнее сопоставление следует воспринимать формально, так как рассуждать о ламинаризации потока здесь не приходится. После этого наблюдается плавное снижение отношения U_{max}/U_m , с увеличением наполненности профилей скоростей к трубному профилю, для которого в турбулентном режиме по закону «1/7» $U_{\text{max}}/U_m = 1,22$. Для плоского диффузора это связано с приближением высоты канала к его ширине вниз по потоку. Канал в определенной степени приближается к геометрии, близкой к осесимметричной.

С целью выявления особенностей распределений параметров потока по ширине диффузора были проведены измерения в горизонтальных (x, z) плоскостях канала (рис. 7). Измерения проводились в пяти сечениях по высоте и в шести по длине.

Полученные значения продольной скорости U потока хорошо согласуются с результатами измерений в вертикальных плоскостях в местах пересечений этих (горизонтальных и вертикальных) плоскостей. При этом данные измерений в плоскостях (x, z) позволяют выявить особенности распределений скорости по ширине канала. На рис. 7 видно, что в центре канала (на биссектрисе угла раскрытия) профили скоростей имеют монотонно растущий вид от боковой стенки к оси канала. Однако в диапазоне 200 мм ≤ $\leq x \leq 400$ мм между осью и боковыми стенками диффузора наблюдаются немонотонности в профилях. Наиболее отчетливо это видно на профилях сечения x = 400 мм (см. рис. 7*c*). Здесь на высотах y = 0.05h и 0.25*h* профили скоростей имеют по два локальных максимума, расположенных практически симметрично относительно оси. Соответственно, на оси канала наблюдается локальный минимум скорости U. При этом на высотах y = 0,75h и 0,95h картина противоположная — с одним максимумом скорости вблизи оси канала. Полученные профили скоростей U в плоскостях (x, z) в целом согласуются с профилями в плоскостях (x, y) (см. рис. 5, слева). В частности, наблюдается заметное превышение скоростей при y/h = 0,5 над скоростями при y/h = 0,25. Данный факт согласуется с уменьшением наполненности профилей продольной скорости в диффузоре (см. рис. 6).



Распределения измеренных величин трансверсальной скорости W в абсолютных величинах оказались в диапазоне примерно от -0,1 до 0,1 м/с (или W/U_0 от -0,02 до 0,02) (см. рис. 7, справа) во всех сечениях по всей длине диффузора. Хотя в это же время величины продольной скорости U показывают уменьшение примерно в 3 раза по длине диффузора. На начальном участке (x = 100 мм) скорости W, за исключением областей вблизи боковых стенок, практически монотонно уменьшаются от стенки по направлению к оси. В этом сечении все профили имеют примерно одинаковый вид. В целом на всех высотах канала составляющая скорости W направлена от стенок к осевой плоскости и W = 0 вблизи нее. Ниже по потоку скорости в пристеночных профилях (y = 0,05h и 0,95h) сохраняют как свое направление, так и величину. При удалении от стенок (y = 0,25h и 0,75h) скорость W стремится к нулевому значению. Существенно отличается поведение скорости W на средней по высоте канала плоскости (y = 0,5h). Начиная с сечения x = 200 мм, скорости на этой высоте приобретают противоположное направление — от центра канала к периферии. Формально это выражается в изменении



наклона графиков W на противоположный (см. рис. 7c - 7f, справа). Согласно условию прилипания, при приближении к боковым стенкам трансверсальная скорость будет стремиться к нулю (см. рис. 7f).

В целом полученные экспериментальные данные указывают на наличие осредненного по времени поперечного движения рабочей среды — вторичного течения. На рис. 8 предложена интерпретация совокупности данных по этим скоростям. Здесь каждое изображение представляет собой половину сечения диффузора от осевой плоскости симметрии до боковой стенки. Соотношения ширины и высот сечений приведены в реальном масштабе. Имеющиеся данные (см. рис. 7) позволяют считать, что течение в диффузоре является симметричным относительно плоскости симметрии канала. Штриховыми линиями на рис. 8 представлены сечения, в которых проводились измерения профилей скорости. Соответственно, в точках их пересечения имелась возможность получить двумерные векторы скорости. Их величины показаны в едином масштабе. Максимальные длины векторов скорости соответствуют ~0,1 м/с ($W/U_0 \sim 0,02$; $V/U_0 \sim 0,02$),



Рис. 8. Вторичное течение в диффузоре в сечениях *x* = 100 (*a*), 200 (*b*), 400 (*c*), 600 (*d*), 1000 (*e*), 1400 (*f*) мм.

т.е. максимальным значениям скоростей по результатам измерений. Масштаб длин векторов скорости в абсолютных величинах приведен на рис. 8. Он одинаков по обоим направлениям y и z. Векторы скорости на плоскостях (y, z) были построены с использованием вертикальной V (см. рис. 5) и трансверсальной W (см. рис. 7) составляющих в соответствующих точках, где были проведены их измерения.

Наличие движения рабочей среды в направлении от боковых стенок в сторону центра вдоль нижней и верхней стенок и движение в противоположном направлении на примерно половине высоты указывают на вихревое движение в поперечном сечении канала. Это движение можно описать двумя вихрями противоположного вращения на половине поперечного сечения канала. На рис. 8 они схематически показаны эллипсами в пространстве от осевой плоскости до боковой стенки. Во всем канале вторичное течение симметричным образом будет состоять из двух пар вихрей. На начальном участке диффузора при x = 100 и 200 мм (см. рис. 8*a* и 8*b*) вихревое движение находится в начальной стадии формирования (штриховые линии). Начиная с сечения x = 400 мм, наблюдаются явно выраженные вихревые структуры в поперечных сечениях диффузора. Наблюдаемое поперечное движение, по сути, является вторичным течением. Формирование этого течения возможно под действием двух механизмов: 1) искривление линий тока в области перехода из предвключенного участка в диффузор; 2) неравномерное распределение рейнольдсовых напряжений по поперечному сечению канала, особенно в угловых зонах. Вторичные течения, формирующиеся под влиянием этих двух механизмов, принято называть вторичными течениями первого и второго рода. Полученная экспериментальная информация не позволяет ранжировать степень влияния упомянутых механизмов, а формирующееся вихревое течение можно условно называть вторичным течением второго рода, усиленным продольным искривлением линий тока. Следует отметить, что характерные для вторичного течения второго рода классические угловые вихри, примыкающие к вертикальным стенкам канала прямоугольного сечения, не измерялись. В рамках решаемой задачи их роль была не главной и внимание на них не акцентировалось.

Важную роль в процессах переноса массы, импульса и энергии играет турбулентная структура потока. Ее особенности в градиентных потоках могут быть рассмотрены с применением профилей компонент тензора рейнольдсовых напряжений $U'U'/U_0^2$ и $V'V'/U_0^2$. На рис. 9 они приведены для осевой плоскости в различных сечениях по длине канала. Для сравнения с полученными данными приведен соответствующий профиль в безградиентном потоке при Re = $U_0 \delta/\nu \approx 7000$ (δ — толщина пограничного слоя) [24].

По результатам исследований в сечениях плоского диффузора, близких к входному, профили $U'U'/U_0^2$ и $V'V'/U_0^2$ качественно согласуются с соответствующими профилями в безградиентном потоке с максимумом в пристеночной области. Вниз по потоку величины продольной компоненты $U'U'/U_0^2$ снижаются. Особенно сильно это заметно в области пристеночного максимума — снижение примерно на порядок, тогда как на большем удалении от стенки — примерно в 3 раза. Формально такое положение приводит к тому, что на удалениях от стенки $y \approx 0,25h$ ($y/(h/2) \approx 0,5$) в профилях $U'U'/U_0^2$ образуются вторые максимумы. Это согласуется с известными литературными данными о турбулентной структуре потоков с положительным градиентом давления, в частности, с экспериментальными результатами [10].

На основе полученной информации могут быть описаны особенности кинематической структуры потока в диффузорном канале и предложен механизм формирования его турбулентной структуры. В первую очередь профили скоростей потока (см. рис. 5 и 7) показывают, что в плоском диффузоре наряду с основным течением (U) имеется



Рис. 9. Профили продольных (*a*) и поперечных (*b*) компонент тензора рейнольдсовых напряжений. *x* = -50 (*1*), 30 (*2*), 100 (*3*), 200 (*4*), 400 (*5*), 600 (*6*), 1000 (*7*), 1400 (*8*); линия 9 — безградиентный поток [23].

осредненное по времени поперечное (V и W) движение рабочей среды. Соотношение этих скоростей (по максимальным величинам) составляет порядка 6 м/с к 0,1 м/с. Иными словами, поперечные составляющие скорости (вторичное течение) составляют 1-2 % продольной составляющей на входе в диффузор. В целом совокупность основного и вторичного течений представляет собой спиральное движение рабочей среды, которое, по сути, представляет четыре спирали с попарными противоположными направлениями вращения (см. рис. 8). При таком движении возникает возможность переноса (конвекции) молей рабочей среды из высокотурбулентной пристеночной зоны в области, удаленные от стенки. Именно такой перенос может быть ответственным за формирование второго максимума в профилях $U'U'/U_0^2$ (см. рис. 9). Результаты измерений показывают, что этот максимум в исследованном диффузоре проявляется начиная с сечения x = 400 мм. На основе полученных данных можно оценить шаг спирали с целью определения линий тока применительно к указанному переносу. Схема части спиральной линии тока в области вблизи нижней стенки и осевой (вертикальной) плоскости симметрии представлена на рис. 10.

Наибольший интерес представляет оценка геометрии линий тока периферийной части спирального движения. Рассматриваются линии тока, которые проходят через пристеночные области с высокой степенью турбулентности. Именно такие линии тока способны заметным образом осуществлять конвекцию турбулентности в потоке. На рис. 10 представлена линия тока между входным сечением в диффузор (индекс 0) и сечением (индекс 1) с координатой x = 400 мм. Соответственно, длина участка составляет $\Delta x = 0.4$ м. Этот начальный участок диффузора представляет наибольший интерес с точки зрения формирования вторичного и спирального движения. Во входном сечении в качестве начала линии тока рассматривается точка на высоте $y_0/(h/2) \approx 0.06$ — это удаление от стенки, соответствующее максимальным пристеночным пульсациям скорости потока (см. рис. 9а). На выходе из рассматриваемого участка удаление линии тока от стенки составляет $y_1/(h/2) \approx 0.5$ — второй локальный максимум пульсаций $U'U'/U_0^2$ (см. рис. 9*a*). При этом продольная составляющая скорости потока в пристеночной области входного сечения имеет значение $U_{(0)} \approx 3$ м/с ($U_{(0)}/U_0 \approx 0.57$), а в сечении 1 на высоте $y_1/(h/2) \approx 0.5$ значение $U_{(1)} \approx 3.7$ м/с ($U_{(1)}/U_0 \approx 0.7$) (см. рис. 5, слева). С учетом данных рис. 5 при малых углах ($\phi \le 2,5^{\circ}$) координаты точек профилей в используемых системах координат соответствуют соотношению $y/h \approx \varphi/\varphi_0$. Исходя из этих данных, средняя величина



Рис. 10. Линия тока из пристеночной области.

продольной скорости на рассматриваемом участке считается равной $U_{\rm cp} \approx (U_{(0)} + U_{(1)})/2 \approx 3,35$ м/с. В качестве оценки вертикальной составляющей принимается окружная составляющая скорости. В свою очередь, она может быть оценена по трансверсальной составляющей скорости потока в пристеночной области. Здесь предполагается, что вертикальная скорость на осевой плоскости или вблизи нее и трансверсальная скорость вблизи нижней/верхней стенки, по сути, являются окружной скоростью на периферии спирального движения. Последняя оценка могла бы быть проведена и по измеренным вертикальным составляющим скорости. Однако эти измерения проводились без привязки к периферии кругового движения (вторичного течения). Таким образом, в качестве средней величины вертикальной (окружной) скорости принято значение $W_{\rm cp} \approx 0,1$ м/с ($W_{\rm cp}/U_0 \approx 0,02$), которое получено измерениями в сечениях x = 100-400 мм вблизи стенки (см. рис. 7, справа). Для предлагаемой спиральной линии тока (см. рис. 10) перемецение от исходной точки до конечной должно удовлетворять соотношению

$$\Delta x/U_{\rm cp} = \Delta y/W_{\rm cp},\tag{7}$$

где правая и левая части представляют времена перемещений в продольном и вертикальном направлениях. Здесь $\Delta y = y_1 \approx 0,25h$, где высота диффузора в сечении 1 (x = 400 мм) составляет h = 45 мм. Отсюда $\Delta y = 11$ мм. Таким образом, в соотношении (7) получаем

$$0,4/3,35 \approx 0,011/0,1$$

или $0,12$ с $\approx 0,11$ с. (8)

Равенство (8) показывает, что спиральная линия тока (см. рис. 10) из пристеночной области с высокой турбулентностью (первый максимум $U'U'/U_0^2$) достигает с некоторым смещением по ширине более удаленную от стенки область, в которой также наблюдается локальный (второй) максимум $U'U'/U_0^2$. Это положение может трактоваться как поддержание высокой степени турбулентности вниз по потоку на определенном расстоянии от стенки за счет конвекции турбулентности из высокотурбулентных пристеночных областей выше по потоку. Иными словами, первый максимум профиля турбулентных пульсаций потока определяется пристеночной их генерацией, а второй — конвекцией из вышестоящих пристеночных областей. В пользу такого механизма свидетельствует и тот факт, что вторые максимумы в профилях пульсаций скорости формируются не сразу во входном сечении диффузора, а ниже по потоку.

Заключение

С использованием оптического полевого метода SIV выполнены исследования кинематической структуры потока в безотрывном плоском диффузоре с углом раскрытия $2,5^{\circ}$, основанные на измерении векторных полей скорости потока при различных пространственных положениях плоскости светового ножа: в восьми сечениях по длине, трех сечениях по ширине и пяти сечениях по высоте диффузора. На основе анализа всей совокупности измерений продольной, поперечной и трансверсальной компонент скорости потока сделан вывод о наличии вторичных течений в диффузоре, усредненные по времени скорости которых в поперечном и трансверсальном направлениях достигают 1-2% от средней скорости потока на входе в диффузор. Совместно с основным течением вторичные течения представляют собой четыре спирали с попарными противоположными направлениями вращения. Именно под влиянием вторичных течений формируется второй локальный максимум турбулентных пульсаций в плоскости симметрии диффузора на удалении от стенки $\sim 0,25h$, начиная с некоторого расстояния от входа в диффузор. Высокая интенсивность этих пульсаций скорости вдали от стенки, где нет высоких градиентов скорости, поддерживается конвекцией турбулентности из высокотурбулентных пристеночных областей ($\sim 0.03h$), расположенных выше по потоку. Первый же локальный максимум турбулентных пульсаций соответствует максимальной генерации турбулентной энергии в пристеночной области. Интенсивность продольных пульсаций потока в области пристеночного максимума сильно снижается по длине диффузора, и в некоторых сечениях этот максимум оказывается ниже интенсивности турбулентности вдали от стенки в том же сечении по длине, перенесенной туда спиральным движением жидкости из области с более высоким уровнем турбулентности, расположенной тоже в пристеночной области, но выше по потоку. Под влиянием диссипации и диффузии турбулентности уровень пульсаций скорости в струйке, движущейся по спирали, постепенно снижается, но он остается выше вновь генерируемой турбулентности в рассматриваемом сечении. В область между двумя максимумами энергии пульсаций тоже происходит перенос турбулентности конвекцией, связанной со спиральным вторичным течением, но уже из расположенной ниже по потоку области пристеночного слоя с меньшей интенсивностью турбулентности.

Список обозначений

<i>L</i> — длина канала, м,	<i>P</i> — давление, Па,
h — текущая высота диффузора, м, H_0 — высота канала на входе в диффузор, м,	<i>U</i> — продольная составляющая скорости, м/с,
B = ширина канала, м, Q = объемный расход воздуха, м ³ /ч, $Re_0 = U_0 H_0 / v =$ число Рейнольдса по параметрам на входе, $K = v/U^2 (dU/dx) =$ параметр ускорения (параметр Кейса),	 U₀ — среднерасходная скорость потока на входе в диффузор, м/с, V — вертикальная составляющая скорости, м/с, W — трансверсальная составляющая скорости, м/с, x, y, z — координаты, м.

Греческие символы

$arphi_0$ — угол раскрытия диффузора, град,	v — кинематическая вязкость, м ² /с,
ho — плотность, кг/м ³ ,	ξ — коэффициент трения.

Индексы

0 — параметры на входе в диффузор, ср — среднее значение, φ — текущее значение угла.

Список литературы

- 1. Joneidi A.A., Domairry G., Babaelahi M. Three analytical methods applied to Jeffery–Hamel flow // Commun. Nonlinear Sci. and Numer. Simulation. 2010. Vol. 15, No. 11. P. 3423–3434.
- Biswal U., Chakraverty S., Ojha B.K. Application of homotopy perturbation method in inverse analysis of Jeffery–Hamel flow problem // Eur. J. Mech. B/Fluids. 2021. Vol. 86. P. 107–112.
- 3. Ducloué L., Casanellas L., Haward S.J., Poole R.J., Alves M.A., Lerouge S., Shen A.Q., Lindner A. Secondary flows of viscoelastic fluids in serpentine microchannels // Microfluid. Nanofluid. 2019. Vol. 23, No. 3. P. 1–10.
- **4. Корнилов В.И.** Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Новосибирск: Наука, 2013. 399 с.
- Wang D., Li H., Li Y., Yu T., Xu H. Direct numerical simulation and in-depth analysis of thermal turbulence in square annular duct // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol .144. P. 118590-1–118590-6.
- 6. Никитин Н.В., Попелянская Н.В., Stroh A. Вторичные течения Прандтля 2-го рода. Проблемы описания, предсказания, моделирования // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2021. № 4. С. 73–99.
- 7. Hain R., Scharnowski S., Reuther N., Kähler C.J., Schröder A., Geisler R., Agocs J., Rose A., Novara M., Stanislas M., Cuvier C., Foucaut J.-M., Srinath S., Laval J.-P., Willert C., Klinner J., Soria J., Amili O., Atkinson C. Coherent large scale structures in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // 18th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon (Portugal), 2016. P. 1–23.

- 8. Soria J., Willert C., Amili O., Klinner J., Atkinson C., Stanislas M., Schroder A., Geisler R., Agocs J., Rose A., Kahler C.J., Scharnowski S., Hain R., Foucaut M., Cuvier C., Srinath S., Laval J.P. Spatially and temporally resolved 2C-2D PIV in the inner layer of a high Reynolds number adverse pressure gradient turbulent boundary layer // 18th Int. Symp. on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon (Portugal), 2016. P. 1–11.
- 9. Atkinson C., Buchner A.-J., Eisfelder M., Kitsios V., Soria J. Time-resolved PIV measurements of a self-similar adverse pressure gradient turbulent boundary layer // 18th Int. Symp. on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon (Portugal), 2016. P. 1–13.
- Monty J.P., Harun Z., Marusic I. A parametric study of adverse pressure gradient turbulent boundary layers // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2011. Vol. 32, No. 3. P. 575–585.
- Cuvier C., Srinath S., Stanislas M., Foucaut J.M., Laval J.P., Kähler C.J., Hain R., Scharnowski S., Schröder A., Geisler R., Agocs J., Röse A., Willert C., Klinner J., Amili O., Atkinson C., Soria J. Extensive characterisation of a high Reynolds number decelerating boundary layer using advanced optical metrology // J. Turbulence. 2017. Vol. 18, No. 10. P. 929–972.
- Pozuelo R., Li Q., Schlatter P., Vinuesa R. An adverse-pressure-gradient turbulent boundary layer with nearly constant // J. Fluid Mech. 2022. Vol. 939. P. A4-1–A4-36.
- 13. Azad R.S. Turbulent flow in a conical diffuser: A review // Exp. Therm. Fluid Sci. 1996. Vol. 13, No. 4. P. 318-337.
- Lee J., Jang S.J., Sung H.J. Direct numerical simulations of turbulent flow in a conical diffuser // J. Turbulence. 2012. Vol. 13, No. 30. P. 1–29.
- Makarov M.S., Sakhnov A.Yu. Asymptotic accelerated boundary layer over the permeable wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 92. P. 1018–1025.
- 16. Davletshin I.A., Dushina O.A., Mikheev N.I., Shakirov R.R. Heat transfer and flow structure in a plane diverging channel // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. Vol. 189. P. 122744-1–122744-11.
- Franko K.J., Lele S. Effect of adverse pressure gradient on high speed boundary layer transition // Phys. Fluids. 2014. Vol. 26, No. 2. P. 024106-1–024106-26.
- 18. Пахомов М.А., Терехов В.И. Структура газокапельного течения и теплоперенос при внезапном расширении осесимметричного диффузора // Прикл. механика и техн. физика. 2020. Т. 61, № 5. С. 122–133.
- 19. Терехов В.И., Богатко Т.В. Исследование аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы // Прикл. механика и технич. физика. 2015. Т. 56, № 3. С. 147–155.
- 20. Molochnikov V.M., Mikheev N.I., Mikheev A.N., Paereliy A.A., Dushin N.S., Dushina O.A. SIV measurements of flow structure in the near wake of a circular cylinder at Re=3900 // Fluid Dynam. Res. 2019. Vol. 51. P. 055505-1–055505-33.
- 21. Михеев Н.И., Душин Н.С. Метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 6. С. 114–122.
- Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Exp. Fluids. 2017. Vol. 58. P. 1–10.
- 23. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 744 с.
- Schlatter P., Örlü R. Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2010. Vol. 659. P. 116–126.

Статья поступила в редакцию 12 июля 2023 г., после доработки — 4 августа 2023 г.,

принята к публикации 17 августа 2023 г.