УДК 532.517.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ В КВАЗИДВУМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ

Ложкин В.А.[1,2], Маркович Д.М.[1,2],Токарев М.П.[1] Шестаков М.В.[1,2]

[1]*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН Новосибирск, Россия*
[2]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Работа поддержена грантом Правительства России государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах № 11.G34.31.0035
(ведущий ученый – В.Е.Захаров, ГОУ ВПО «Новосибирский государственный университет»)

АННОТАЦИЯ

В работе исследовалась структура квазидвумерной турбулентной струи в узком канале с помощью методов PIV и Tomo PIV. Для ограниченной струи с поперечным соотношением сторон сопла 5:2 получены мгновенные трехкомпонентные распределения скорости в объеме потока. В результате анализа трехкомпонентных полей скорости в слое смешения струи были обнаружены вторичные течения, представляющие собой пару продольных вихрей, противоположных по знаку завихрености. Характер вторичного течения в потоке существенным образом зависит от числа Рейнольдса, а его протяженность может достигать десяти калибров.

Для увеличения точности TomoPIV измерений был применен улучшенный алгоритм томографической реконструкции объемного распределения интенсивности трассеров с использованием новой схемы реконструкции SMART.

ВВЕДЕНИЕ

Струйные течения являются одной из наиболее распространенных форм движения жидкости и газа в технологических и природных системах. В последнее время особое внимание исследователи уделяют течениям мини- и микроструй в ограниченном пространстве. Это связано с общими тенденциями в развитии маломасштабных технических устройств. Течение струи в узком канале обладает рядом особенностей, существенно отличающих ее от свободных струй и течений в каналах. Наличие ограничивающих поверхностей приводит к появлению разных характерных масштабов: мелкомасштабного течения с максимальным масштабом порядка глубины канала h, и квазидвумерного крупномасштабного течения с характерными масштабами, превышающими h. Данные особенности подобных течений позволяют в лабораторных условиях исследовать свойства квазидвумерной турбулентности и механизмы взаимодействия между крупномасштабными двумерными структурами и мелкомасштабной трехмерной турбулентностью.

В работе [1] было показано, что струи в ограниченных каналах не описываются двумерными уравнениями течения. Вблизи ограничивающих плоскостей в области слоя смешения струи возникают вторичные течения, которые, в свою очередь, приводят к существенной трехмерности потока. Особенности ограниченных двумерных струй были изучены в работе [2]. Авторами было показано, что плоская ограниченная струя не является суперпозицией двух течений: плоского пограничного слоя и двумерной струи. Основываясь на измеренных распределениях скорости в поперечном сечении, авторы работы предложили физическую модель вторичных потоков. Впоследствии, в своей следующей работе [3] авторы, для подтверждения своей модели, с использованием термоанемометра и устройств с микролопастями измерили распределения скорости и завихрености в поперечном сечении. В модели пред-

© Ложкин В.А., Маркович Д.М.,Токарев М.П. Шестаков М.В.

полагалось, что вторичное течение возникает в результате искривления вихревой трубки, которая образуется на кромке сопла. Вихревая трубка подобна той, что образуется при истечении свободных прямоугольных струй, однако наличие ограничивающих поверхностей приводит к порождению продольной завихренности вследствие изгиба вихревой трубки вблизи ограничивающих поверхностей. Переориентация вихревой трубки напрямую связана с её искривлением, возникающим вследствие наличия прилипания на стенке и градиента скорости около стенки. Авторы работы показали, что вторичное течение полностью определяется продольной завихренностью. Модель, основанная на искривлении вихревой трубки, также подтверждается в работах других авторов по исследованию трехмерных пристенных струй. Однако, авторы работы [4] указывают на другой механизм возникновения вторичного течения в плоской ограниченной струе. Их модель основана на том, что источниками вторичных потоков в струе являются течения, зарождающиеся в углах прямоугольного сопла. Механизм возникновения вторичных течений в прямоугольных каналах и в полубесконечных углах хорошо изучен и подтверждается во многих экспериментальных работах.

Обнаруженные и описанные вторичные потоки существенно влияют на процессы смешения и вовлечение жидкости в ограниченной струе. Именно вторичные течения отвечают за трехмерные явления в струе [5], которые приводят к существенному перемешиванию поперек канала. Таким образом, моделирование ограниченных струй в рамках двумерных подходов не позволяет описать все особенности течения.

С появлением бесконтактных методов исследования потоков, многие исследователи вновь проявили интерес к течению струи в ограниченном пространстве [6-7]. Авторы работы [6] при помощи лазерно-доплеровского измерителя скорости иссле-довали влияние высоты канала на структуру потока. Число Рейнольдса в экспериментах, вычисленное по ширине сопла, равнялось 10 000, отношение ширины сопла d к глубине канала h варь-ировалось в пределах 1:2-36. Согласно измерениям профилей скорости и пульсаций скорости, авторы выделяют в струйном течении три характерные области: ближнее, среднее и дальнее поле. Авторы [6] работы придерживаются модели, предложенной в [3], и указывают на тот факт, что вторичные течения сильно зависят от формы и параметров сопла и зарождаются в ближнем поле струи. Эти вторичные течения оказывают существенное влияние на среднее поле, где поток является сильно трехмерным. В дальнем поле вторичные потоки разрушаются. Особенностью дальнего поля струи является развитие неустойчивости и наличие крупномасштабных квазидвумерных когерентных структур, которые попарно чередуются в виде вихревой дорожки. Вид спектра для дальнего поля является типичным для двумерной турбулентности. В работе [7] исследовалось истечение турбулентной струи в ячейке Хил – Шоу. Отличием этой работы от других являлась малая глубина канала h , равная 0,68 мм и 2 мм при достаточно большой ширине сопла d, равной 6 мм и 20 мм, соответственно. Авторы данной работы также указывают на трехмерные явления, но никаких качественных и количественных данных не представляют. Анализируя эти работы, можно сделать следующие выводы: полученные с помощью локальных методов данные не дают полной картины течения и не могут содержать информации о трехмерных структурах. Тем самым вопрос о формировании, развитии и разрушении вторичных потоков остается открытым. Учитывая столь сложную пространственную структуру потока, необходимо развивать и использовать методы, которые позволяют получить мгновенные пространственные распределения скорости в потоке.

Томографический метод цифровой трассерной визуализации Tomo PIV (Tomographic Particle Image Velocimetry) [8] используется для измерения скорости в объеме потока в гидроаэродинамическом эксперименте. В отличие от метода цифровой трассерной визуализации PIV и стереоскопического метода Stereo PIV, где скорость измеряется в плоском сечении потока, он позволяет получать три компоненты скорости в объеме течения. Применение метода Tomo PIV позволяет получать наиболее полную информацию о структуре изучаемого течения, по сравнению со стандартными плоскостными методами исследования PIV, Stereo PIV. Так, на основе полученных экспериментальных данных можно рассчитать все компоненты тензора турбулентных напряжений (Рейнольдса) и тензора градиента скорости, что может быть использовано для анализа процессов переноса турбулентной кинетической энергии и поведения вихревых структур в потоке.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из бака, насоса, расходомера и рабочего участка. Рабочим участком являлся узкий канал, образованный двумя пластинами из оргстекла (размером 307 на 270 мм^2 и толщиной 40 мм) расположенными на расстоянии h=2мм и h = 4 мм друг от друга. Струя формировалась при помощи двух плоских вставок, которые были спрофилированы по профилю Витошинского, ширина сопла на выходе d составляла 10 мм, высота равнялась глубине канала 2 мм и 4 мм для измерений методом PIV и 4 мм для измерений Tomo PIV. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Температура жидкости поддерживалась постоянной 26±0,5°C. Число Рейнольдса, построенное по 2h и среднерасходной скорости U_0 $Re = U_0 2h/\nu$, варьировалось от 1 000 до 20 000.

Для измерения полей мгновенной скорости использовалась измерительная система «ПОЛИС», состоящая из сдвоенного импульсного лазера Nd: YAG (50 мДж в импульсе длительностью 10 нс), четырех ПЗС камер (1360×1024 пикс, 8 бит) и синхронизующего процессора. Схема расположения измерительной системы представлена на (рис.1). Управление оборудованием и обработка данных осуществлялись посредством программного обеспечения ActualFlow. Толщина лазерного ножа составляла 0,5 мм (PIV) и 5 мм (Tomo PIV). В оптической системе применялись объективы Nikon с фокусным расстоянием 50 мм. Поток засевался полиамидными трассерами диаметром 20 мкм. После томографической реконструкции (см. ниже) размер восстановленных областей составил 34×40×4,0 мм^3. Расчет скорости проводился по области осреднения 32×32×4 пикс^3 (1,0×1,0×0,14 мм^3) с перекрытием 50%. Для калибровки оптической системы использовалась плоская калибровочная мишень размером 50×50 мм с опорными точками - окружностями на декартовой сетке с шагом 3 мм.

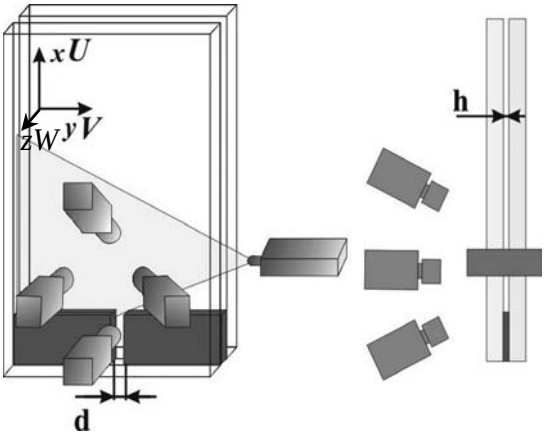

Рис.1 Схема измерительной системы Tomo PIV

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Схематичное представление алгоритма, используемого для получения поля скоростей в измерительном объеме потока, показано на рис.2. Метод состоит из трех шагов: калибровка оптической системы, томографическая реконструкция и корреляционная обработка восстановленных объемных изображений частиц.

Калибровка оптической системы состоит из геометрической калибровки всех камер, использующихся для регистрации области потока. В процессе калибровки камеры определяются параметры ее модели, которая связывает координаты точек в области измерения с координатами этих точек в плоскости изображения. В данной работе использовалось проективное преобразование, не учитывающее нелинейные искажения оптики. Параметры проективного преобразования оценивались путем нелинейной оптимизации второго порядка алгоритмом Левенберга-Марквардта. Типичное значение ошибки калибровки камер составляло 0,5-0,8 пикс. Дополнительно для уточнения моделей камер применялся метод самокалибровки по зарегистрированным экспериментальным изображениям частиц [9]. Данная процедура увеличивает точность сведения линий наблюдения произвольной точки внутри измерительной области с разных ракурсов до 0,05-0,1 пикс. Такая высокая точность согласования моделей камер уменьшает ошибку реконструкции объемной области потока с трассерами и позволяет получить более надежную оценку поля скорости исследуемого течения, так как типичный диаметр частицы на зарегистрированном изображении составляет 2 пикс. Также данная процедура позволяет обнаружить возможную разъюстировку оптической системы во время эксперимента.

Основным шагом получения поля скорости в методе Tomo PIV является восстановление трехмерного распределения интенсивности алгоритмом итерационной алгебраической реконструкции (см. рис.2). Задача томографической реконструкции является некорректной (или условно корректной) и сводится к задаче решения сильно недоопределенной системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) (1), для решения которой известно несколько итерационных методов.

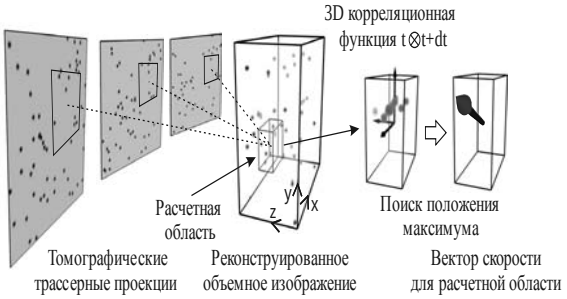

Рис.2 Схема алгоритма оценки поля скорости в методе Tomo PIV.

На данный момент для задачи реконструкции объемного поля образов частиц малого размера по ограниченному числу ракурсов наиболее эффективным методом по совокупности показателей (скорости сходимости и точности реконструкции и др.) считается модификация мультипликативного алгебраического алгоритма реконструкции SMART (Simultaneous Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) с оценкой начального распределения по схеме MLOS (Multiplicative Line Of Sight) [9]. Основным отличием данного алгоритма является то, что при расчете поправки к интенсивности вокселя используется среднее геометрическое значение отношений интенсивности пикселей с каждой из проекций к взвешенной сумме всех вокселей соответствующих данным пикселям. Такой подход позволяет более эффективно использовать компьютерные системы с большим числом вычислительных ядер [10]. Ниже показана точная формула вычисления интенсивности вокселя на k-й итерации для алгоритма SMART.

$$W_{ij} f_j = p_i \qquad (1)$$

$$f_j^{k+1} = f_j^k \prod_i^{N_j} \left[\left(\frac{p_i}{\sum_{l \in L_i} W_{il} f_l^k} \right)^{\mu W_{ij}} \right]^{1/N_j} \qquad (2)$$

где μ - коэффициент релаксации, W_{ij} - разреженная весовая матрица, учитывающая вклад интенсивности j-го вокселя в интенсивность i-го пикселя, N_j - количество пикселей, на которые спроецирован j-ый воксель, L_i - множество вокселей, участвующих в формировании изображения i-го пикселя.

Заключительным шагом Tomo PIV алгоритма является корреляционный анализ полученных пар объемных изображений частиц для оценки поля скорости (см. рис.2). Принцип кросскорреляционного алгоритма, применяемого для томографических измерений, не отличается от алгоритма, используемого для плоскостных измерений, при этом добавляется оценка третьей компоненты скорости по глубине области измерения.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура течения струи в щелевом канале существенно зависит от числа Рейнольдса. На рис.3а) представлены мгновенные поля скорости, полученные с помощью PIV метода. Исходя из распределения поля скорости, течение можно разделить на две характерные зоны: ближнюю зону, без крупномасштабных вихрей (область трехмерной турбулентности), и дальнюю зону, характеризуемую наличием крупномасштабных вихрей (область квазидвумерной турбулентности) и наличием эффекта “меандрирования”, т.е периодическим отклонением от оси течения. С увеличением числа Рейнольдса крупномасштабные вихри становятся интенсивнее и увеличиваются в размере, а эффект “меандрирования” усиливается. На рисунке 3 b) представлены картины линий тока, построенные по мгновенным полям скорости рис. 3 а). В ближней зоне струи с увеличением числа Re изменяется наклон линий тока. Изменение наклона свидетельствует об увеличении скорости и количества вовлекаемой жидкости в струю. На рисунке 4а) представлены профили $(U_0/U_s)^2$ от x/d, где U_0 – скорость на срезе сопла, U_s – скорость на оси струи в центральном сечении (z=0.5h), а x – продольная координата. Данные профили сильно отличаются от линейной зависимости, которая характерна для всех плоских струй [5], исключением является небольшой участок от 5 до 9 калибров.Отклоне-

ние полученных профилей от линейного закона в дальней зоне струи связано с влиянием придонного трения и эффектом “меандрирования”.

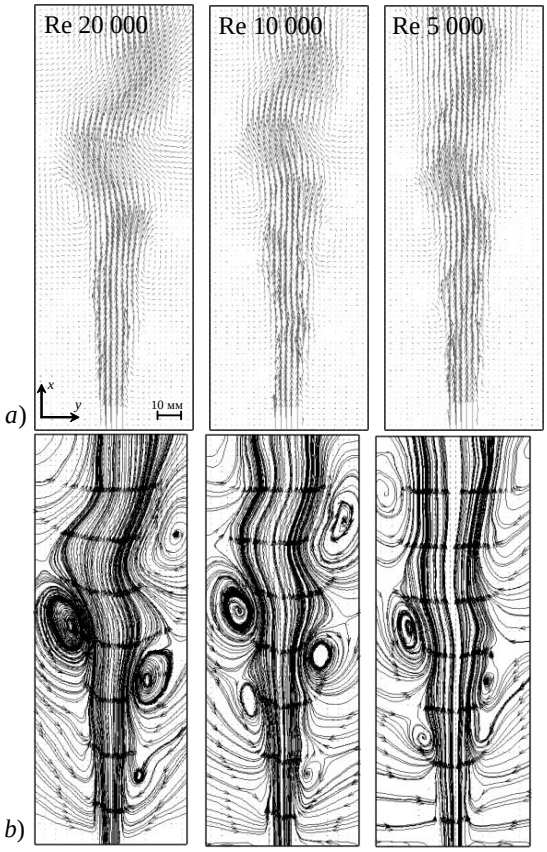

Рис.3 a) Мгновенные поля скорости h = 4 мм. b) Линий тока, построенные по картинам течения на рис.3а h = 4 мм

На рисунке 4 b) представлены зависимости b/d от x/d в различных плоскостях канала по координате z, где b – толщина потери импульса. Распределение толщины потери импульса также отличается от линейного закона, характерного для плоских струй. Для осевой зависимости толщины потери импульса можно выделить два участка, соответствующие ближней и дальней зоне. В ближней зоне наклон зависимости b не зависит от числа Re и глубины канала h. Однако для h = 4 мм, значения b для плоскости z/h = 0,75 (т.е. ближе к стенке) больше, чем в сечении z/h = 0,5, это означает, что струя вблизи стенки шире, чем в центральной плоскости.

Данная зависимость наблюдается до 8 калибров, что согласуется с данными работы [3] и указывает на наличие вторичных течений.

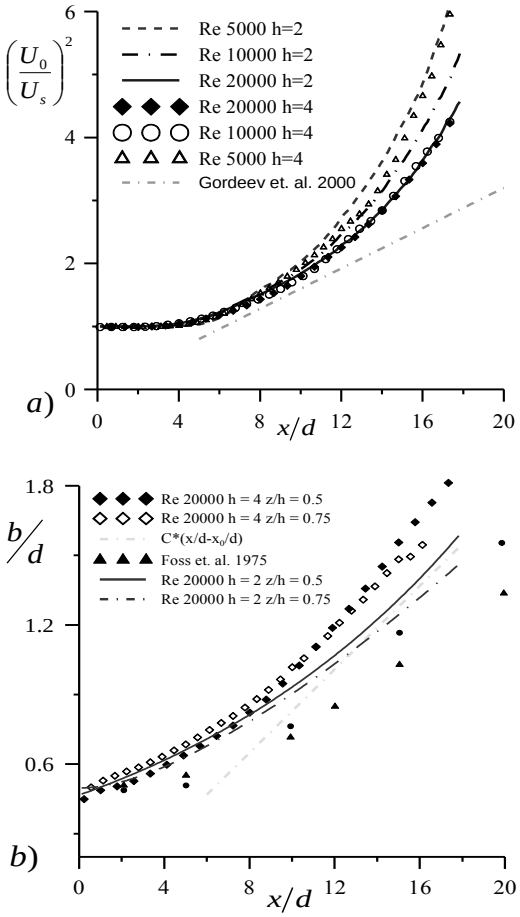

Рис.4 a) Распределение обратного квадрата продольной средней скорости вдоль оси струи. b) Осевое изменение толщины потери импульса в различных плоскостях.

Для глубины канала h = 2 мм такая зависимость b от z менее заметна и характерна для первых двух калибров. В дальней зоне зависимости b(h = 4) и b(h = 2) существенно расходятся. Это расхождение связано с тем, что пристеное трение ослабляет эффект “меандрирования”. На рис.5 представлены распределения продольной и поперечной скорости для числа Re = 10 000. Распределения поперечной скорости сильно различаются в зависимости от z, что указывает на сложный трехмерный характер течения. Из распределений поперечной скорости видно, что значения скорости вблизи стенки и в центре канала имеют разные знаки. Учитывая распределение z – ой компоненты скорости (W), можно сделать вывод о существовании вихревых структур с завихреностью,

направленной параллельно направлению потока. На рис.5 справа представлено распределение средней продольной скорости.

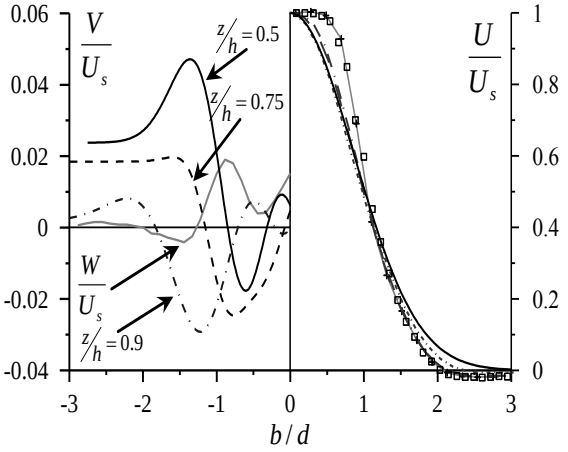

Рис.5 Слева профили средней поперечной скорости для плоскостей z/h = 0,5, 0,75, 0,9 x/d = 3. Справа профили средней продольной скорости в сечении x/d = 3, 6. Re = 10 000.

Линиями обозначены профили скорости, полученные с помощью PIV метода, в плоскости,параллельной ограничивающим стенкам канала x/d = 3 и x/d =6. Re = 10 000, квадратами обозначен профиль скорости, полученный с помощью метода TomoPIV x/d = 3 Re = 10 000. На графике можно видеть хорошее совпадение между значениями скорости, полученными с помощью PIV и TomoPIV небольшое отличие обусловлено, тем что в методе PIV данные осредняются по толщине лазерного ножа, для данных TomoPIV данное осреднение по толщине лазерного ножа отсутствует.При сравнении профилей скорости для квазидвумерной струи и плоской струи (сплошная черная линия) наблюдаются отличия на границе струи. На рис.6 a) представлены осредненные поля скорости в плоскости yz для различных x/d. Для поля скорости, расположенного на расстоянии x/d = 1 от среза сопла, на границе струи вблизи верхней и нижней стенки можно наблюдать две пары вихрей с завихреностью противоположного знака. Вниз по потоку происходит увеличение линейных размеров этих вихрей. С увеличением числа Re протяженность продольных вихрей возрастает. На рис.6 b) представлено распределение завихрености, на котором хорошо видны области с положительным и отрицательным значением завихрености. При качественном сравнении полей завихрености с данными из работы [3] наблюдаются существенные различия.

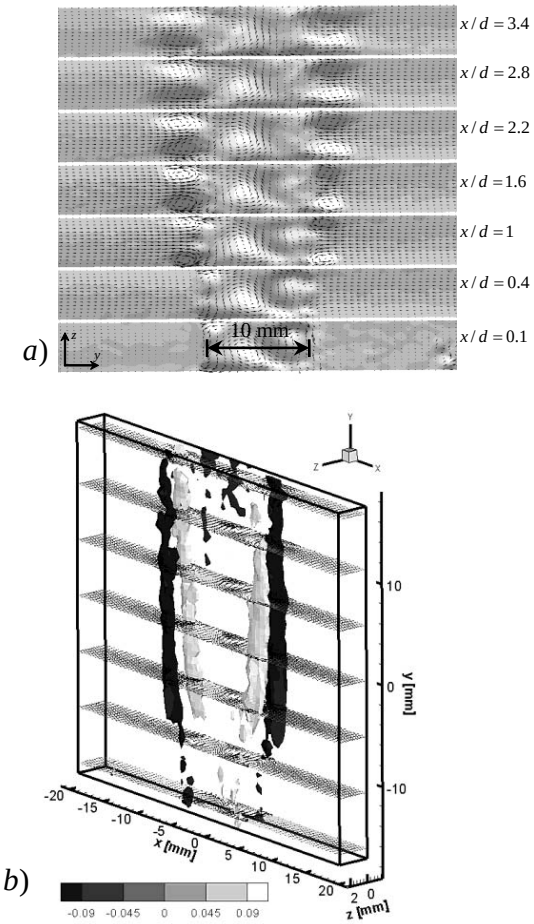

Рис.6 a) Осредненные поля скорости в плоскости yz для различных x/d b) Изоповерхности завихрености осредненного поля скорости. Re = 10 000, d = 10 мм, h = 4 мм.

Для соотношения d/h = 1/6 [3] в потоке возле стенки на границе струи присутствуют 4 вихревые структуры, в то время как для соотношения d/h = 10/4 наблюдаются только две. Это различие объясняется тем, что в случае, когда глубина канала больше ширины сопла, то, согласно предложенной модели [3], вихревая трубка может изгибаться не только в направлении, перпендикулярном ограничивающей стенке, но и в направлении, параллельном ей, при этом порождая дополнительные вихревые структуры в продольном направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью бесконтактных методов PIV и TomoPIV исследовалась структура квази-двумерной турбулентной струи. Течение можно разделить на две характерные зоны - ближняя и дальняя. Наличие ограничивающих поверхностей приводит к образованию вторичных течений, вследствие чего поток в ближней зоне струи имеет сложный трехмерный характер. Область возникновения и влияния вторичных течений существенным образом зависит от числа Рейнольдса и глубины канала h. Течение в дальней зоне струи характеризуется наличием устойчивых двумерных крупномасштабных вихревых структур. Из анализа полученных данных можно сделать вывод, что характеристики квазидвумерной турбулентной струи не описываются известными зависимостями, полученными для автомодельных плоских струй. В результате применения метода самокалибровки по экспериментальным изображениям частиц и использования новой схемы реконструкции SMART (Simultaneous Multiplicative Algebraic Technique) удалось разрешить трехмерную структуру вторичных потоков, представленную на рис.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heskestad G. Hot-wire measurements in a plane turbulent jet // Trans. ASME, J. of Appl. Mech. – 1965. – P. 721 – 734.
2. Foss J. F., Jones J. B. Secondary flow effects in a bounded rectangular jet // Trans. ASME, J. of Basic Eng. – 1968.–P. 241 – 248
3. Holdeman J. D., Foss J. F. The initiation, development and decay of the secondary flow in a bounded jet // Trans. ASME, J. of Fluid Eng. – 1975. – P. 342 – 352.
4. Owczarek, J.A., and Rockwell, D.O. An experimental study of flows in planar nozzles. - Mechanism of the secondary flow. // Trans. ASME, J. of Basic Eng. – 1972. – Vol. 94. – №3 – P. 682 – 687.
5. Gordeyev S.V., Thomas F.O. Coherent structure in the turbulent planar jet. Part 1. Extraction of proper orthogonal decomposition eigenmodes and their self-similarity // J. Fluid Mech. – 2000 – Vol. 414. – P. 145-194.
6. Dracos T. Giger M. and Jirka G.H., Plane Turbulent Jets in a Bounded Fluid Layer // J. of Fluid Mech.–1992. –Vol. 241.–P. 587–614.
7. Жак В. Д. Экспериментальное исследование течения жидкости в узких зазорах и кавернах. // Диссертация к. т. н. – Новосибирск: ИТ СО РАН. – 1986. – С 154.
8. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // Exp. Fluids. – 2008. – Vol. 45. – P. 549-556.
9. Atkinson C., Soria J. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Exp. Fluids. – 2009. – Vol. 47. – P. 553-568.
10. Ложкин В.А. Алгоритмы томографической реконструкции для применения на высокопроизводительных компьютерных системах // XLIX Международная научная конференция "Студент и научно-технический прогресс" Новосиб. 2011 г.