DOI: 10.15593/2224-9982/2017.49.01

УДК 533.6.011.5

В.И. Запрягаев, Н.П. Киселев, А.А. Пивоваров, И.Н. Кавун, В.М. Бойко

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ВЛИЯНИЕ ШЕВРОНОВ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕИЗОБАРИЧЕСКОЙ СТРУИ

Исследована структура течения начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из конвергентного сопла с шестью вихреобразующими элементами трапецевидной формы (шевронами), расположенными на срезе. Представлены результаты визуализации течения, полученные с помощью теневого метода и метода лазерного ножа. Проведены эксперименты с использованием бесконтактного панорамного лазерного метода измерения скорости PIV. Для сопла с шевронами измерения проведены при двух положениях лазерного ножа – по оси шеврона и между шевронами. В начальном участке сверхзвуковых струй получены распределения мгновенной и средней скорости. Показано, что в сверхзвуковой недорасширенной струе, истекающей из сопла с шевронами, по сравнению с «чистым» соплом происходит изменение ударно-волновой структуры течения, уменьшается уровень среднеквадратичных пульсаций скорости в области диска Маха. За тройной точкой во внутреннем слое смещения струи формируются крупномасштабные вихревые структуры. При смешении внутренних слоев на оси струи за прямым скачком уплотнения регистрируется максимум пульсаций скорости. В струе, истекающей из сопла с вихрегенераторами, наблюдается интенсификация смешения. Проведено сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными измерений полей скорости. Результаты эксперимента и расчета удовлетворительно согласуются.

Ключевые слова: сверхзвуковая недорасширенная струя, диск Маха, шевроны, лазерный нож, PIV-метод, крупномасштабные вихри, среднеквадратичные значения скорости.

V.I. Zapryagaev, N.P. Kiselev, A.A. Pivovarov, I.N. Kavun, V.M. Boiko

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation

CHEVRONS EFFECT ON SUPERSONIC NON-ISOBARIC JET FLOW STRUCTURE

The initial region flow structure of supersonic underexpanded jet exhausting from the convergent nozzle with six vortex-generating trapezoidal elements located on the nozzle exit is investigated. Flow visualization results obtained by shadow method and laser sheet technique are represented. Experiments by using contactless panoramic laser PIV velocity measurement method are carried out. PIV measurements for two laser sheet displacements (on the chevron axis, between chevrons) for nozzle with chevrons are carried out. Instantaneous and average velocity distributions in the first cell of supersonic jets are received. It is shown that in supersonic underexpanded jet exhausting from nozzle with chevrons as compared with baseline nozzle the significant transformation of shock wave flow structure takes place; the level of rms velocity fluctuations is reduced in Mach disc area. Large scale vortex structures are formed behind triple point at inner shear layer of jet. Velocity fluctuations maximum is registered at inner shear layers on jet axis behind direct shock wave. Mixing intensification in the jet exhausting from nozzle with vortex generators is observed. The comparison of CFD results with experimental data of velocity field measurements is carried out. Results of experiment and CFD are in satisfactory agreement.

Keywords: supersonic underexpanded jet, Mach disc, chevrons, laser sheet, PIV method, large scale vortices, RMS velocity.

Введение

В настоящее время актуальным является поиск способов управления процессами смешения и уменьшения уровня шума с помощью продольных вихрей, формирующихся при взаимодействии струи с вихреобразующими устройствами (вихрегенераторами). Данные устройства используются в авиации, нефтегазодобыче, эжекторных установках. Одним из перспективных способов управления смешением и процессом генерации шума в сверхзвуковых струях является установка на срезе сопла вихрегенераторов различного типа, в том числе шевронов [1].

Экспериментальное и численное исследование холодной воздушной высоконапорной струи с $M_j = 0,9$ (M_j – струйное число Маха) проведено в работе [2]: представлены поля турбулентной кинетической энергии и поля средней скорости в различных поперечных сечениях струи для сопла с шестью шевронами. Варьировались углы наклона шеврона к оси струи ($0, 5, 18^\circ$) и количество шевронов. Выявлено, что применение шевронов способствует существенной интенсификации процесса смешения и позволяет понизить уровень шума, излучаемый струей.

Результаты исследования механизмов снижения шума и управления смешением с использованием сопел с шевронами приведены в работах [3–5]. На основе анализа осредненных характеристик поля течения выявлено, что вихрегенераторы способствуют интенсификации смешения. Образующиеся в слое смешения крупномасштабные вихри передают энергию от высокоскоростного потока к газу окружающей среды, в результате чего потенциальное ядро потока разрушается. Проведено сравнение характеристик уровня шума невозмущенной струи и струи, истекающей из сопла с шевронами на срезе.

В работе [6] с использованием пневмоприемника полного давления и теневой визуализации исследована пространственная структура течения, образующаяся при взаимодействии шевронов с потоком сверхзвуковой недорасширенной струи. В результате этого происходит существенная трансформация ударно-волновой структуры сверхзвуковой струи, формируются крупномасштабные продольные вихревые структуры грибовидной формы.

В настоящее время существенное внимание уделяется проблемам, возникающим в расчетах при вычислении уровня шума струи при наличии вихрегенераторов. Ведутся численные расчеты характеристик шума сверхзвуковых струй, истекающих из сопел с шевронами различной геометрической формы на срезе. В работе [7] показаны результаты таких расчетов, выполненных с помощью RANS- и LES-методов моделирования.

В исследовании [8] рассмотрены возможности и ограничения классических аэроакустических методов: RANS-расчет, решение линеаризованных уравнений Эйлера и уравнений для акустических флуктуаций плотности, усреднение и получение спектра шума, использование эмпирических зависимостей. Помимо результатов численного расчета, приведены экспериментальные данные вблизи струи – пульсации давления, скорости и энергии турбулентности.

Целью работы являлось уточнение структуры начального участка сверхзвуковой невозмущенной струи и струи при наличии на границе крупномасштабных искусственных продольных вихрей, сформированных шевронами, с использованием PIV-системы измерения скорости, а также верификации численного моделирования.

В настоящей работе приводятся исследования влияния трапециевидных шевронов, расположенных на выходе сопла, на структуру течения сверхзвуковой струи. Представлены данные визуализации поля течения (шлирен-метод и метод лазерного ножа), данные PIV-диагностики (поля скорости и пульсации скорости) и результаты численных расчетов. Приведено сравнение полученных распределений скоростей потока с соответствующими данными для невозмущенной сверхзвуковой струи. Проведено сравнение с результатами численного моделирования.

Экспериментальная методика исследования

Эксперименты проводились на струйном модуле гиперзвуковой аэродинамической трубы периодического действия Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Схема эксперимента, установки и модели сопла с шевронами подробно представлены в работе [9]. Использовалось конвергентное сопло с радиусом на выходе $R_a = 15$ мм, геометрическое число Маха на выходе сопла $M_a = 1,0$. Внутренний контур сопла имеет профиль Витошинского и гидравлически гладкую внутреннюю поверхность. Насадок с шестью шевронами устанавливался на срез сопла (рис. 1, а). Шевроны расположены с равным шагом по азимутальному углу и имеют форму трапеции с высотой 10 мм и основаниями 7 и 4,5 мм. Внутренняя поверхность

шеврона является продолжением внутренней поверхности сопла. Давление в форкамере струйного модуля поддерживалось постоянным $p_0 = 0,47$ МПа. Отношение давлений $Npr = p_0/p_c$ поддерживалось постоянным $Npr = 5,0$ ($n_p = p_a/p_c = 2,64$), где p_0 – давление в форкамере; p_c – в камере Эйфеля, которое равно давлению в окружающем пространстве; p_a – давление на срезе сопла; n_p – степень нерасчетности струи. Число Рейнольдса, вычисленное по диаметру выходного сечения сопла, $Re_d = 2 \cdot 10^6$.

Рис. 1. Фотография (а) и схема (б) соплового насадка с шевронами

В работе применялся метод PIV-диагностики, который успешно используется в экспериментах в качестве основного или дополнительного метода для изучения структуры сверхзвуковых струйных течений [10–14]. Этот метод позволяет визуализировать картину течения в плоскости лазерного ножа и получить панораму мгновенного распределения скорости исследуемого потока. Преимуществом метода является отсутствие возмущающего влияния на поток и широкий динамический диапазон измеряемых скоростей, что позволило применить его и для исследования сверхзвуковых неизобарических течений.

Использовалась PIV-система фирмы Oxford Lasers, состоящая из Nd: YAG-лазера, генерирующего два импульса с максимальной энергией 300 мДж, длительностью 5 нс и длиной волны 532 нм; CCD-камеры PSO SensiCam QE 4.5 с режимом двойной экспозиции (минимальный интервал между двумя кадрами 500 нс); блока синхронизации; программного обеспечения по обработке изображений. Для получения трассирующих частиц применялись различные жидкости, распыляемые наиболее распространенным конденсационным способом. При этом использовался генератор тумана, в котором сначала испарялась жидкость, а затем пары конденсировались, образуя туман. Согласно паспортным данным коммерческих генераторов тумана, размеры образующихся микрокапель находятся в диапазоне 0,2–60 мкм. Для выделения тонкодисперсных фракций осуществлялась селекция частиц по размерам в центробежном сепараторе. По оценкам, приведенным в работе [15], длина скоростной релаксации трассеров для данного генератора составляет 0,1 мм, при этом характерный размер микрокапель тумана составляет порядка 2,4 мкм.

С использованием системы PIV выполнена визуализация структуры струи методом лазерного ножа. Плоскость лазерного ножа проходила через ось струи. Ориентация плоскости относительно шевронов $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$. Значения углов $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$ соответствовали сечениям по оси шевронов и между соседними шевронами (рис. 1, б). Область течения струи ограничена смотровыми окнами рабочей камеры аэродинамической трубы. Максимальное видимое

расстояние от среза сопла составляло 135 мм. Поток трассирующих мелкодисперсных частиц вводился

в форкамеру под давлением, превышающим давление газа в форкамере, и поступал в дозвуковую часть сопла в виде воздушно-капельной смеси.

Данные о мгновенной и осредненной скоростях потока получали с помощью программы VidPIV методом кросс-корреляционной обработки парных изображений в цифровом формате, снятых с задержкой 1 мкс. Полученные файлы включали в себя значения координат и соответствующие им мгновенные скорости (м/с). Среднеквадратичные значения пульсаций скорости частиц, вычислены по формуле

$$\langle \Delta v \rangle = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (v_i - \bar{v})^2}$$

и характеризуют интенсивность пульсаций скорости струйного потока (v_i – измеренное значение скорости, соответствующее i -му измерению; $\bar{v}$ – среднее значение скорости; n – число измерений, соответствующее числу пар кадров). Средняя скорость определялась следующим образом:

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i.$$

Значение величины скорости на выходе сопла, вычисленное по формулам для изэнтропического течения, $v_a = 310$ м/с. Значения скорости и пульсаций скорости нормированы к скорости на срезе сопла v_a :

$$\bar{v} = \frac{v}{v_a}, \quad Sdv = \frac{\langle \Delta v \rangle}{v_a}.$$

Шлирен-визуализация начального участка струи осуществлялась с помощью теневого прибора Теплера ИАБ-451 и цифровой камеры. Теневые фотографии (рис. 2) сверхзвуковой невозмущенной струи и струи, истекающей из сопла с шевронами (см. рис. 1), получены при горизонтальном положении ножа с длительностью экспозиции 10 мс, что соответствует осредненному течению.

Обсуждение результатов

Для свободной сверхзвуковой недорасширенной струи реализуется характерная ударно-волновая структура течения (рис. 2, а), видны висячий скачок уплотнения, отраженный скачок, диск Маха, граница струи, слои смешения. Вблизи среза сопла возникают волны разрежения. При этом ускорение потока сопровождается отклонением линий тока от первоначального направления и размер струи в поперечном сечении возрастает. Около оси струи висячий скачок переходит в прямой скачок уплотнения – диск Маха 4. При взаимодействии висячего скачка уплотнения с диском Маха из тройной точки формируется отраженный скачок уплотнения 3. За тройной точкой пересечения скачков уплотнения образуется контактный разрыв, вдоль которого развивается внутренний слой смешения 6. На границе струи формируется внешний слой смешения 5. Подробное исследование структуры течения свободной недорасширенной струи $M_a = 1,0$, $n_p = 2,64$, истекающей из конвергентного сопла в затопленное пространство, проведено в работе [10].

В слое смешения невозмущенной струи формируются продольные вихревые структуры типа Тейлора–Гёртлера [16]. В струе, истекающей из сопла с шевронами (рис. 2, б), граница отодвигается и становится более размытой, наличие шевронов приводит к возникновению множества скачков уплотнения, взаимодействующих между собой и пересекающихся на оси струи. Образование косых скачков уплотнения обусловлено взаимодействием сверхзвукового потока струи с шевронами. Видно регулярное взаимодействие косых скачков уплотнения. Прямой скачок уплотнения (диск Маха) не образуется.

Рис. 2. Шлирен-фотографии начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи (экспозиция 2 мс): *а* – невозмущенная струя; *б* – струя с шевронами; 1 – срез сопла; 2 – висячий скачок уплотнения; 3 – отраженный скачок; 4 – диск Маха; 5 – граница струи; 6 – внутренний слой смешения; 7 – насадок с шевронами

На рис. 3 приведены мгновенные фотографии струи, полученные методом лазерного ножа с экспозицией 5 нс. Плоскость лазерного ножа проходит через ось струи, направление потока слева направо. Для невозмущенной струи (рис. 3, *а*) регистрируется бочкообразная структура течения. В диаметрально противоположных областях течения видна внешняя граница слоя смешения при переходе от светлой области к темной. В области за тройной точкой вдоль внутреннего слоя смешения формируются вихревые структуры в виде чередующихся темных и светлых пятен, образующих по мере смещения вниз по потоку обширную темную область. Эти вихревые структуры возникают из-за наличия гидродинамической неустойчивости Кельвина–Гельмгольца.

Для сверхзвуковой струи, истекающей из сопла с шевронами, изображения в лазерном ноже получены в двух плоскостях: в следе за шевроном (по оси шеврона) $\varphi = 0^\circ$ (рис. 3, *б*) и между шевронами $\varphi = 30^\circ$ (рис. 3, *в*).

Рис. 3. Фотографии струйного потока, полученные методом лазерного ножа для сопла без шевронов (*а*), с шевронами при $\varphi = 0^\circ$ (*б*) и $\varphi = 30^\circ$ (*в*)

В струе сохраняется волнообразный характер линий тока (см. рис. 3, *б*, *в*). В центральной области струи наблюдается ламинарный режим течения – линии тока не прерываются. На границе формируются крупномасштабные вихри. Каждый шеврон порождает пару противополож-

но закрученных вихрей. Крупномасштабные вихри грибовидной формы регистрируются на фотографиях в виде чередующихся темных пятен на границе струи. При различных углах прослеживается разная вихревая картина течения. В следе за шевроном $\varphi = 0^\circ$ на внешней границе сохраняется «пилообразный» вид с кривизной линий тока. Видно, что слой смешения утончается и сдвигается к оси.

Между шевронами происходит нарастание слоя смешения, видны флуктуации частиц и искривление границы струи (см. рис. 3, *в*). Вихревые линии тока направлены так, что в радиальном направлении газ выносится на периферию струи, увеличивая поперечный размер струи. Формирование грибовидных структур при взаимодействии сверхзвукового потока с шевронами подробно описано с использованием экспериментальных данных зондовых измерений (давление, измеряемое трубкой Пито) в работе [6], где выявлено, что между шевронами регистрируется течение в «ножке» грибовидной структуры, а напротив шеврона – на краю «шляпки».

Поля скорости и пульсаций скорости в начальном участке струи получены при обработке результатов PIV-измерений. На рис. 4 приведены изотакси (линии равных скоростей) для невозмущенной струи (рис. 4, *а*) и при наличии шевронов (рис. 4, *б*, *в*) со значениями средней скорости (м/с). Шаг по скорости $\Delta v = 50$ м/с.

Рис. 4. Изолинии абсолютной скорости потока (м/с): *а* – невозмущенная недорасширенная струя $M_a = 1,0$; *б* – сверхзвуковая струя, истекающая из сопла с шевронами $\varphi = 0^\circ$; *в* – сверхзвуковая струя, истекающая из сопла с шевронами $\varphi = 30^\circ$

В области измерений, прилегающей к выходному сечению сопла и насадка с шевронами, возникают нулевые или нефизические величины скорости, что накладывает ограничение при обработке данных вблизи среза сопла – значения скорости при $x/R_a < 1$ не регистрируются. Средние и мгновенные скорости течения струи ограничены смотровыми окнами установки и плоскостью лазерного ножа $7,5 \geq x/R_a \geq 1$; $3 \geq r/R_a \geq -3$.

На рис. 4 для обеих струй видна бочечная структура течения. Метод позволяет определить скорость течения в первой и второй ячейках струи. В сверхзвуковой невозмущенной струе скорость потока за прямым скачком падает до дозвуковой, в струе при наличии шевронов картина течения существенно изменяется: скорость на оси вниз по потоку остается сверхзвуковой во всей видимой измерительной области. Это обусловлено тем, что в невозмущенной струе происходят потери газодинамических параметров при переходе через прямой скачок уплотнения (диск Маха), это приводит к падению скорости. При взаимодействии струи с шевронами косые скачки уплотнения взаимодействуют на оси без образования диска Маха. При переходе через косой скачок уплотнения потери газодинамических параметров существенно меньше. Скорость в центральной области течения, вследствие меньших потерь за косыми скачками уплотнения, сверхзвуковая. Поперечный размер струи с шевронами больше, чем в невозмущенной струе (см. рис. 4).

Поперечные размеры струи, истекающей из сопла с шевронами при $\varphi = 30^\circ$ (см. рис. 4, б), больше, чем при $\varphi = 0^\circ$ (см. рис. 4, в), что обусловлено вихревым течением, образованным при взаимодействии шевронов со сверхзвуковой струей [6].

Проведено численное моделирование стационарной структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе, истекающей из сопла с шевронами. Решались трехмерные осесимметричные стационарные уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, методом установления. В расчете использовалась $k-\omega$ SST модель турбулентности. Применялась разностная схема второго порядка точности аппроксимации. Геометрические размеры и газодинамические параметры режима течения в форкамере и рабочей камере трубы соответствуют параметрам эксперимента. Количество ячеек в расчетной области составляет примерно 4,1 млн. При расчете применялся метод симметрии: изначально считалась область течения, равная 1/6 (сегмент течения $0-30^\circ$), затем полученное решение симметрично отображалось на всю область. Вниз по потоку решение ограничивалось сечением $x/R_a = 5$.

Изолинии скорости, полученные в результате численного моделирования в двух сечениях $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$, представлены на рис. 5. Расчетная область справа ограничена координатой $x/R_a = 5,0$. Реализуется нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения с образованием диска Маха, диаметр которого достаточно мал ($d/R_a \sim 0,2$). По результатам экспериментов с PIV диск Маха не регистрируется. Сравнение эксперимента и расчета показало, что значения скорости в различных областях потока отличаются не более чем на 5 %.

Распределения средней и среднеквадратичной скоростей течения вдоль оси представлены на рис. 6. При переходе через прямой скачок уплотнения ($x/R_a = 2,6$) регистрируется градиент скорости. В области внутри первой бочки струи ($x/R_a < 2,6$) на участке ускорения потока наблюдается совпадение распределений средней скорости для невозмущенной струи и струи шевронами, расчет дает завышенные значения (поз. 3, рис. 6, а). Как показано в работе [15], отличие экспериментальных и расчетных данных вблизи максимумов и минимумов скорости (в области сильных градиентов скорости) обусловлено скоростным запаздыванием фаз. Скоростное запаздывание частиц-трассеров вносит ошибку в измерения скорости газа, что затрудняет количественную интерпретацию данных PIV и диктует необходимость восстановления скорости газа по скорости частиц. Технология коррекции данных PIV для восстановления скорости газа в сверхзвуковой недорасширенной струе рассмотрена в работе [17], там же представлены данные с коррекцией значения скорости для рассматриваемого режима истечения струи.

Рис. 5. Изолинии средней расчетной скорости (м/с) в поле струи с шевронами: $a - \varphi = 0^\circ$; $b - \varphi = 30^\circ$ Рис. 6. Распределение скорости (a) и среднеквадратичной величины скорости (b) на оси: 1 – невозмущенная струя (PIV); 2 – сопло с шевронами (PIV); 3 – сопло с шевронами (численный расчет)

В невозмущенной струе на диске Маха происходит скачкообразное падение скорости до величины $\bar{v} = 0,4$, (поз. 1 на рис. 6, a); за диском Маха регистрируется область с минимальными скоростями потока в сечениях $x/R_a = 3 \dots 4$, в сечении $x/R_a = 3,5$ достигается минимальная скорость $\bar{v} = 0,3$. При формировании второй бочки для $x/R_a > 4,5$ поток разгоняется до сверхзвуковых скоростей (максимум скорости составляет 1,42). Интенсивный рост скорости наблюдается в сечениях $x/R_a = 4 \dots 5$. Чередование максимумов и минимумов в невозмущенной струе соответствует первой и второй ячейкам струи.

Для сопла с шевронами (поз. 2 на рис. 6, a) скорость течения остается сверхзвуковой. Снижение скорости происходит в системе косых скачков уплотнения, взаимодействующих на оси. При $x/R_a = 2,6$ скорость потока достигает минимума $\bar{v} = 1,2$. По результатам расчета скорость падает до дозвуковой и сопоставима со скоростью в невозмущенной струе: $\bar{v} = 0,5$, далее вниз по потоку происходит скачкообразный рост скорости. Распределение расчетной скорости для сопла с вихрегенераторами расходится с экспериментальными данными.

В работе [18] проведены расчетные исследования течения на основе уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, в начальном участке сверхзвуковой слабомедорасширенной невозмущенной струи с использованием различных сеток и моделей турбулентности, выполнено сравнение с экспериментом [10]. Получено удовлетворительное соответствие данных расчета и эксперимента.

Среднеквадратичная скорость на оси струи для сопла без шевронов 1 и при их наличии 2 представлена на рис. 6, б. Для «чистого» сопла на графике видны два максимума среднеквадратичной скорости. Первый узкополосный максимум ($Sdv = 0,6$, $x/R_a = 2,6$) формируется при переходе через прямой скачок уплотнения (рис. 6, б) в результате поперечных колебаний диска Маха вследствие наличия пульсаций в струе. Вторая область повышенного давления имеет в два раза больший размер, амплитуда максимума в два раза меньше. Появление второго пика связано с течением во внутреннем слое смещения (см. рис. 3, а), а именно при смыкании внутренних сдвиговых слоев смещения, что связано с вихревой картиной течения за диском Маха.

При истечении из сопла с шевронами (кривая 2 на рис. 6, б) среднеквадратичные отклонения скорости вдоль струи за диском Маха минимальны и составляют примерно 0,05. Волнообразный вид кривой на графике связан с множеством пересечений косых скачков уплотнения на оси струи, сформированных при взаимодействии струи с шевронами. В отличие от невозмущенной струи, в струе, истекающей из сопла с шевронами, регистрируется лишь один максимум среднеквадратичной скорости. Максимальное отклонение скорости регистрируется в том же сечении, величина максимума на 30 % ниже, что обусловлено меньшими потерями газодинамических параметров при взаимодействии косых скачков уплотнения. Отсутствие прямого скачка и образование тройной конфигурации, из которой формируется внутренний сдвиговый слой, не приводит к образованию вторичного максимума – отклонения скорости на оси минимальны.

Радиальные профили средней скорости в характерных поперечных сечениях потока представлены на рис. 7. Приведены данные для невозмущенной струи (кривая 1) и струи с шевронами при ориентации плоскости лазерного ножа $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$, соответствующей сечению по оси шеврона и между шевронами (кривые 2, 3).

Вблизи среза сопла ($x/R_a = 1,0$, рис. 7, а) характер профилей примерно одинаков, на оси струи в следе за шевроном скорость ниже. При смещении от среза сопла на расстояние $x/R_a = 2,0$ в струе с шевронами в следе за шевроном слой смещения утончается, а между – нарастает (рис. 7, б). На оси струи в диапазоне радиусов $r/R_a = \pm 0,5 \dots 0,8$ для струи с вихрегенераторами отличие данных незначительно, следовательно, в центральной области реализуется осесимметричное течение с постоянной скоростью.

В области за диском Маха происходит существенное перераспределение скорости (см. рис. 7, в–г). В невозмущенной струе 1 скорость падает до дозвуковой $\bar{v} = 0,4$. Ширина области постоянной минимальной скорости на оси и вблизи оси сопоставима с диаметром диска Маха. В слое смещения за тройной точкой скорость потока достигает сверхзвуковых величин ($r/R_a \approx \pm 0,75$).

Для сопла с шевронами 2, 3 при сравнении профилей видно, что вниз по потоку в сечении между шевронов $\varphi = 30^\circ$ поперечный размер струи больше, чем в следе за шевроном $\varphi = 0^\circ$ и в невозмущенной струе. В начальном участке для сопла с шевронами в ядре струи, вследствие регулярного взаимодействия скачков уплотнения и, следовательно, меньших потерь газодинамических параметров за косыми скачками, область с дозвуковой скоростью потока не регистрируется. В эксперименте диск Маха отсутствует, хотя по результатам расчета он существует.

В сечении между шевронов при $r/R_a \approx \pm 1,5$ (кривая 3, рис. 7, д–е) в радиальном направлении регистрируется локальный минимум скорости, обусловленный втеканием низконапорного газа с периферии внутрь струи. Далее за счет натекания высоконапорного газа скорость возрастает (см. максимум при $r/R_a \approx \pm 1,8$). Рассматриваемая структура течения соответствует схеме, представленной в исследовании [10], а приведенные в настоящей работе данные о распределении скорости потока дополняют результаты зондовых измерений.

Рис. 7. Измеренные радиальные распределения относительной средней скорости в поперечных сечениях струи $x/R_a = 1$ (а), $x/R_a = 2$ (б), $x/R_a = 3$ (в), $x/R_a = 4$ (г), $x/R_a = 5$ (д), $x/R_a = 6$ (е): 1 – невозмущенная струя; 2 – струя при наличии шевронов в сечении по оси шеврона $\varphi = 0^\circ$; 3 – струя при наличии шевронов в сечении между шевронов $\varphi = 30^\circ$

Закключение

Получены экспериментальные данные распределения плотности частиц (по визуализации), скорости и пульсации скорости в продольном сечении невозмущенной струи и струи, истекающей из сопла с шевронами. Показано соответствие экспериментальных данных распределений скоростей, полученных методом PIV, и данных численного расчета. В сверхзвуковой невозмущенной струе за прямым скачком уплотнения возникают существенные флуктуации распределения плотности в области слоя смешения, формирующегося за тройной точкой, обу-

словленные наличием вихревых структур во внутреннем слое смешения. При смыкании внутренних слоев смешения на оси струи регистрируется максимум пульсаций скорости. В результате проведенных экспериментальных исследований получены новые данные о структуре струйного течения при наличии вихреобразующих устройств. При наличии шевронов происходит интенсификация смешения и увеличение поперечного размера факела струи. Данные PIV показали, что при истечении струи из сопла с шевронами происходит изменение структуры сверхзвуковой струи и формирование крупномасштабных вихревых структур.

Работа выполнена при частичной поддержке проектом Центра компьютерного моделирования им. О.М. Белоцерковского, данные эксперимента используются для создания в ЦАГИ тестового случая, предназначенного для верификации результатов численных расчетов.

Библиографический список

1. Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J. Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles // AIAA Journal. – 2003. – Vol. 41, № 3. – P. 372–378.
2. Bridges J., Wernet M., Brown C. Control of jet noise through mixing enhancement // Noise-Con. – Cleveland, 2003. – NASA TM-2003-212335. – 10 p.
3. Supersonic jet noise from round and chevron nozzles: Experimental studies / R.H. Schlinker, J.C. Simonich, D.W. Shannon, R.A. Reba, T. Colonius, K. Gudmundsson, F. Ladeinde // Aeroacoustics Conference, 11–13 May, 2009. – Miami. – AIAA 2009–3257.
4. Impact of mechanical chevrons on supersonic jet flow and noise / K. Kailasanath, J. Liu, E. Gutmark, D. Munday, S. Martens // Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air. 8–12 June, 2009. – Orlando. – 8 P.
5. Heeb N., Gutmark E., Kailasanath K. Impact of chevron spacing and asymmetric distribution on supersonic jet acoustics and flow // Journal of Sound and Vibration. – 2016. – Vol. 370. – P. 54–81.
6. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Киселев Н.П. Структура течения на начальном участке сверхзвуковой струи, истекающей из сопла с шевронами // Прикладная механика и техническая физика. – 2010. – Т. 51, № 2. – С. 71–80.
7. Analysis of jet-noise-reduction concepts by large-eddy simulation / M.L. Shur, P.R. Spalart, M.Kh. Strelets, A.V. Garbaruk // International Journal of Aeroacoustics. – 2007. – Vol. 6, № 3. – P. 243–285.
8. On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods / K.M. Khitov, V.Ye. Kozlov, S.Yu. Krashenninikov, A.B. Lebedev, D.A. Lyubimov, V.P. Maslov, A.K. Mironov, K.S. Reent, A.N. Secundov, K.Ya. Yakubovsky, S.F. Birch // International Journal of Aeroacoustics. – 2005. – Vol. 4, № 3&4. – P. 289–324.
9. Запрягаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А. Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2015. – № 1. – С. 95–107.
10. Andre B., Castelain T., Bailly C. Experimental study of flight effects on underexpanded supersonic jet noise // Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference. 23–27 April, 2012. – Nantes. – P. 2341–2346.
11. Cuppoletti D.R., Gutmark E. Fluidic injection on a supersonic jet at various Mach numbers // AIAA Journal. – 2014. – Vol. 52, № 2. – P. 293–306.
12. An examination of MHz rate PIV in a heated supersonic jet / B. Brock, R.H. Haynes, B.S. Thurow, G. Lyons, N.E. Murray // 52nd Aerospace Sciences Meeting, 13–17 January, 2014. National Harbor, Maryland. – AIAA 2014–1102.
13. Mitchell D., Honnery D., Soria J. The underexpanded jet Mach disk and its associated shear layer // AIP Physics of Fluids. – 2014. – Vol. 26. – P. 096101.
14. An investigation of sonic & supersonic axisymmetric jets: correlations between flow physics and far-field noise / A.S. Magstadt, M.G. Berry, Z.P. Berger, P.R. Shea, M.N. Glauser, C.J. Ruscher, S. Gogineni // International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9). June 30 – July 3, 2015. Melbourne.
15. Бойко В.М., Пивоваров А.А., Поплавский С.В. Измерение скорости газа в высокоградиентном потоке по скорости траассирующих частиц // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 5. – С. 47–54.

16. Krothapalli A., Strykowski P.J., King C.J. Origin of streamwise vortices in supersonic jets // *AIAA Journal*. – 1999. – Vol. 36, № 5. – P. 869–872.
17. Коррекция данных PIV для восстановления скорости газа в сверхзвуковой недорасширенной струе / В.М. Бойко, В.И. Запрыгаев, А.А. Пивоваров, С.В. Поплавский // *Физика горения и взрыва*. – 2015. – Т. 51, № 5. – С. 87–97.
18. Трошин А.И., Запрыгаев В.И., Киселев Н.П. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвуковой слабонедорасширенной струи // *Реактивные сопла перспективных гражданских самолетов: сб. ст. Тр. ЦАГИ*. – 2013. – Вып. 2710. – С. 111–120.

References

1. Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J. Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles. *AIAA Journal*, 2003. vol. 41, no. 3, pp. 372-378.
2. Bridges J., Wernet M., Brown C. Control of jet noise through mixing enhancement. Noise-Con. Cleveland, 2003, NASA TM-2003-212335, 10 P.
3. Schlinker R.H., Simonich J.C., Shannon D.W., Reba R.A., Colonius T., Gudmundsson K., Ladeinde F. Supersonic jet noise from round and chevron nozzles: Experimental studies. *Aeroacoustics Conference*, 11-13 May, 2009, Miami, Florida, AIAA 2009-3257.
4. Kailasanath K., Liu J., Gutmark E., Munday D., Martens S. Impact of mechanical chevrons on supersonic jet flow and noise. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 8-12 June, 2009 Orlando, Florida, USA, 8 P.
5. Heeb N., Gutmark E., Kailasanath K. Impact of chevron spacing and asymmetric distribution on supersonic jet acoustics and flow. *Journal of Sound and Vibration*, 2016, vol. 370, pp. 54-81.
6. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Kiselev N.P. Flow structure at the initial section of a supersonic jet exhausting from a nozzle with chevrons. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2010, vol. 51, no. 2, pp. 202-210.
7. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh., Garbaruk A.V. Analysis of jet-noise-reduction concepts by large-eddy simulation. *International journal of aeroacoustics*, 2007, vol. 6, no. 3, pp. 243-285.
8. Khitov K.M., Kozlov V.Ye., Krashennnikov S.Yu., Lebedev A.B., Lyubimov D.A., Maslov V.P., Mironov A.K., Reent K.S., Secundov A.N., Yakubovsky K.Ya., Birch S.F. On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods. *International journal of aeroacoustics*, 2005, vol. 4, no. 3&4, pp. 289-324.
9. Zapryagaev V.I., Kiselev N.P., Pivovarov A.A. Gasdynamic structure of an axisymmetric supersonic underexpanded jet. *Fluid Dynamics*, 2015, vol. 50, no. 1, pp. 87-97.
10. Andre B., Castelain T., Bailly C. Experimental study of flight effects on underexpanded supersonic jet noise. *Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference*. 23-27 April, 2012, Nantes, France, P. 2341-2346.
11. Cuppoletti D.R., Gutmark E. Fluidic injection on a supersonic jet at various Mach numbers. *AIAA Journal*, 2014, vol. 52, no. 2, pp. 293-306.
12. Brock B., Haynes R.H., Thurow B.S., Lyons G., Murray N.E. An examination of MHz rate PIV in a heated supersonic jet. *52nd Aerospace Sciences Meeting*, 13-17 January, 2014, National Harbor, Maryland, AIAA 2014-1102.
13. Mitchell D., Honnery D., Soria J. The underexpanded jet Mach disk and its associated shear layer. *AIP Physics of Fluids*, 2014, vol. 26.
14. Magstadt A.S., Berry M.G., Berger Z.P., Shea P.R., Glauser M.N., Ruscher C.J., Gogineni S. An investigation of sonic & supersonic axisymmetric jets: correlations between flow physics and far-field noise. *International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9)*, June 30 - July 3, 2015, Melbourne, Australia.
15. Boiko V.M., Pivovarova A.A., Poplavsk S.V. Measurement of gas velocity in a high-gradient flow based on velocity of tracer particles. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2013, vol. 49, no. 5, pp. 47-54.
16. Krothapalli A., Strykowski P.J., King C.J. Origin of streamwise vortices in supersonic jets. *AIAA Journal*, 1999, vol. 36, no. 5, pp. 869-872.
17. Boiko V.M., Zapryagaev V.I., Pivovarova A.A., Poplavski S.V. Correction of PIV data for reconstruction of the gas velocity in a supersonic underexpanded jet. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2015, vol. 51, no. 5, pp. 87-97.

18. Troshin A.I., Zapryagaev V.I., Kiselev N.P. Raschetno-eksperimentalnoe issledovanie sverkhzvukovoy slabonedorasshirennoy strui [Calculation and experimental study of supersonic underexpanded jet]. *Trudy TsAGI*, 2013, iss. 2710, pp. 111-120.

Об авторах

Запрыгаев Валерий Иванович (Новосибирск, Россия) – доктор технических наук, профессор, заведующий лабораторией «Экспериментальная аэрогазодинамика» Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, e-mail: zapr@itam.nsc.ru).

Киселев Николай Петрович (Новосибирск, Россия) – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории «Экспериментальная аэрогазодинамика» Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, e-mail: nkiselev@itam.nsc.ru).

Пивоваров Андрей Александрович (Новосибирск, Россия) – младший научный сотрудник лаборатории «Экспериментальная аэрогазодинамика» Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, e-mail: pivovarov@itam.nsc.ru).

Кавун Иван Николаевич (Новосибирск, Россия) – научный сотрудник лаборатории «Экспериментальная аэрогазодинамика» Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, e-mail: i_k@list.ru).

Бойко Виктор Михайлович (Новосибирск, Россия) – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией «Оптические методы диагностики газовых потоков» Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН (630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, e-mail: bvm@itam.nsc.ru).

About the authors

Valeriy I. Zapryagaev (Novosibirsk, Russian Federation) – Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Laboratory of Experimental Aerogas dynamics, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russian Federation, e-mail: zapr@itam.nsc.ru).

Nikolay P. Kisilev (Novosibirsk, Russian Federation) – Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Laboratory of Experimental Aerogas dynamics, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russian Federation, e-mail: nkiselev@itam.nsc.ru).

Andrey A. Pivovarov (Novosibirsk, Russian Federation) – Junior Researcher, Laboratory of Experimental Aerogas dynamics, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russian Federation, e-mail: pivovarov@itam.nsc.ru).

Ivan N. Kavun (Novosibirsk, Russian Federation) – Researcher, Laboratory of Experimental Aerogas dynamics, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russian Federation, e-mail: i_k@list.ru).

Victor M. Boiko (Novosibirsk, Russian Federation) – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory of Optical Methods of Gas Flow Diagnostics, Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (4/1, Institutskaya st., Novosibirsk, 630090, Russian Federation, e-mail: bvm@itam.nsc.ru).

Получено 21.02.2017