

УДК 533.695.7:519.6

## АНАЛИЗ С ПОМОЩЬЮ RANS/ILES-МЕТОДА ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕРАСЧЕТНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ПРИ БОЛЬШОМ ПЕРЕПАДЕ ДАВЛЕНИЯ

© 2018 г. Р. Ш. Аюпов<sup>а</sup>, Л. А. Бендерский<sup>а</sup>, Д. А. Любимов<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup>Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

\* E-mail: lyubimov@ciam.ru

Поступила в редакцию 19.04.2018 г.

После доработки 20.06.2018 г.

Принята к публикации 20.06.2018 г.

С помощью RANS/ILES-метода высокого разрешения рассчитано истечение холодной нерасчетной сверхзвуковой струи с перепадом давления 21.8, степень нерасчетности для рассматриваемого сопла при данном перепаде составляет 0.6. Струю отличает длинный сверхзвуковой участок с большим количеством “бочек”. Проведена валидация расчетов по экспериментальным данным. Пульсационные, акустические характеристики течения данной струи сопоставлены с характеристиками других сверхзвуковых струй. По известным эмпирическим зависимостям для сверхзвуковых струй оценены геометрические размеры бочек и акустические свойства струи.

*Ключевые слова:* турбулентные струи, нерасчетные сверхзвуковые струи, RANS/ILES-метод, турбулентные пульсации, шум струй

DOI: 10.1134/S0568528119010031

Сверхзвуковые струи распространены в технике, особенно в авиационной и ракетно-космической областях. Из представленных в литературе исследований сверхзвуковых струй меньшая часть посвящена струям с большим перепадом давления (далее  $\pi$ ), у которых число Маха на срезе сопла достигает 3 и выше. При этом струи с такими скоростями встречаются в ракетной технике и в различных видах высокоскоростного газопламенного напыления, например, холодное газодинамическое напыление высокого давления (HPCS), теплое напыление (WS), высокоскоростное газопламенное напыление (HVOF). Для высокоскоростного газопламенного напыления характерно нерасчетное истечение из сопла с перерасширением струи, когда давление на срезе сопла ниже давления окружающей среды [1–3]. В ракетной технике такой режим течения реализуется в условиях старта. Характер истечения сверхзвуковой струи можно определить по степени нерасчетности – отношению давления на срезе сопла к давлению окружающей среды. В литературе больше внимания уделено струям с недорасширением, когда степень нерасчетности больше единицы [4–7].

Большая часть исследований струй с большим  $\pi$  проводится экспериментально. Так, статья [5] посвящена экспериментальному исследованию снижения шума холодной струи помещением в струю проволочного устройства из двух скрещенных проволок. Расчетный перепад давления исследованного сопла  $\pi = 7.8$ , варьировались расстояние от среза сопла до проволочного устройства в пределах  $x' = X/D = 0.2–6$  и  $\pi$  от 2 до 18. Приведены теневые картины течения, распределение динамического давления на оси струи, спектральные и интегральные характеристики шума в дальнем поле, зависимости изменения акустических характеристик от числа Маха и положения устройства.

Однако в эксперименте тяжело получить все интересующие параметры течения, в основном ограничиваются осредненными параметрами течения и пульсациями скорости. Расчетные исследования с помощью вихреразрешающих методов позволяют получить дополнительную практическую значимую информацию о течении, в том числе пульсации температуры, давления и акустические характеристики струй. Анализ литературы показал, что количество расчетных исследований вихреразрешающими методами перерасширенных струй с большим перепадом невелико. Например, численное исследование нерасширенных струй при  $\pi$  от 4.5 до 8.5 с помощью LES выполнено в [6]. Рассмотрено истечение из ресивера через цилиндрический канал в

неподвижную среду. Изучены процесс формирования скачков и бочек в начале процесса истечения струи и зависимость структуры недорасширенной струи от перепада, в частности размеры, положение диска Маха и пульсационные параметры течения в нем. Влияние шевронов на течение и акустические свойства сверхзвуковых струй с  $\pi$  2.5–5 при расчетном перепаде 3.7 изучено в [7] с помощью метода MILES. Представлено сравнение шума струи, рассчитанного FWH-методом, с экспериментом.

В статьях [8, 9] приведены экспериментальные и расчетные данные по структуре течения в холодной перерасширенной струе с  $\pi = 21.8$  и степенью нерасчетности 0.6. Расчеты производились методами RANS. Получены теневые картины течения и распределения полного давления поперек струи и на ее оси.

В настоящей статье даются результаты исследования струи из сопла, геометрия которого взята из [8, 9], с большим расчетным перепадом. Граничные условия соответствуют эксперименту: полное давление в ресивере 2.18 МПа, полная температура в ресивере 300 К, окружающая среда неподвижна, статическое давление окружающей среды 0.1 МПа, температура 300 К.

## 1. МЕТОД РАСЧЕТА И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для расчетов использован комбинированный RANS/ILES-метод [10]. Отличительные его черты составляют: LES с неявной SGS-моделью – ILES, когда роль подсеточной вязкости выполняет схемная вязкость, использование малодиффузионной монотонной схемы девятого порядка MP9 [11] для вычисления конвективных потоков на гранях ячеек, и использование у стенок RANS с моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса.

Использованы следующие граничные условия. На входе в сопло задавались полные параметры течения, угол наклона вектора скорости и величина турбулентной вязкости. На стенках сопла в зависимости от значения  $Y^+$  в центре ближайшей к стенке ячейки параметры определялись на основании “законов стенки” или условия прилипания. На выходе из расчетной области параметры течения сносились изнутри расчетной области. На внешней и на входной границах расчетной области снаружи сопла задавались условия дальнего поля струи [12] в численной реализации, предложенной в [10].

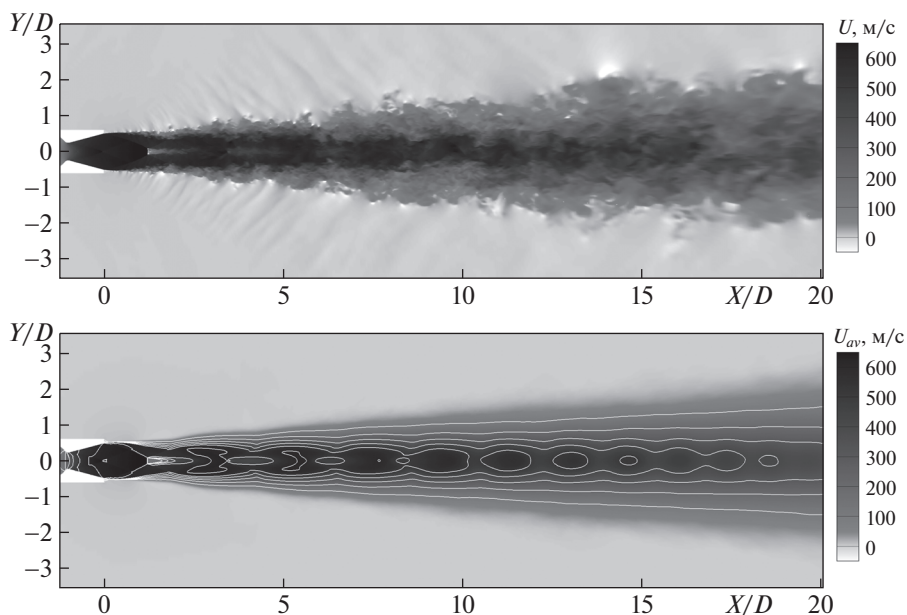
Полученные в расчетах с помощью RANS/LES-метода нестационарные распределения параметров течения в ближнем поле около струи используются как входная информация для акустического постпроцессора для вычисления шума струи в дальнем поле. На основе этой информации с помощью метода FWH [13] может быть выполнен расчет шума струи. Для пересчета параметров с поверхности Кирхгоффа на удаленную точку наблюдения был использован подход [14]. При этом подходе параметры на поверхности Кирхгоффа вычисляются в рассматриваемый момент времени. При пересчете на дальнее поле определяется время, за которое акустические волны доходят до точки наблюдения. После этого вклад от элемента поверхности Кирхгоффа добавляется в осциллограмму давления в точке наблюдения в различные моменты времени в соответствии со временем прохождения акустических волн от точки наблюдения до элемента поверхности. Этот метод очень экономичен и прост в реализации. Однако он требует задания положения поверхностей Кирхгоффа и точек наблюдения перед началом вычисления акустического интеграла в методе FWH.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

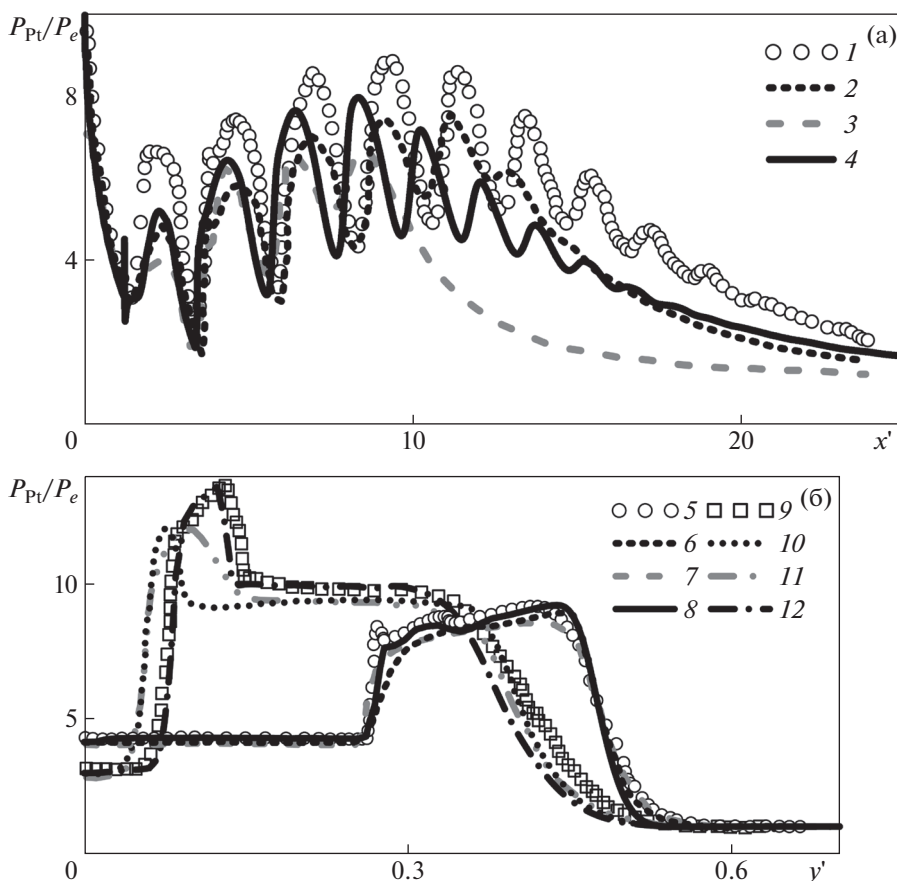
Геометрические размеры отнесены к диаметру сопла  $D$ . Расчетная область представляет из себя цилиндр диаметром  $40 D$  и длиной  $45 D$ . Количество ячеек расчетной сетки составляет 30 млн.

На мгновенной картине течения (фиг. 1а) видны волны, распространяющиеся от струи и в струе, особенно хорошо они различимы вокруг первой бочки. За диском Маха после первой бочки возникают зоны обратных токов. На осредненной картине течения (фиг. 1б) различимы 12 бочек. Несмотря на существование обратных токов, средняя осевая скорость за диском Маха остается положительной.

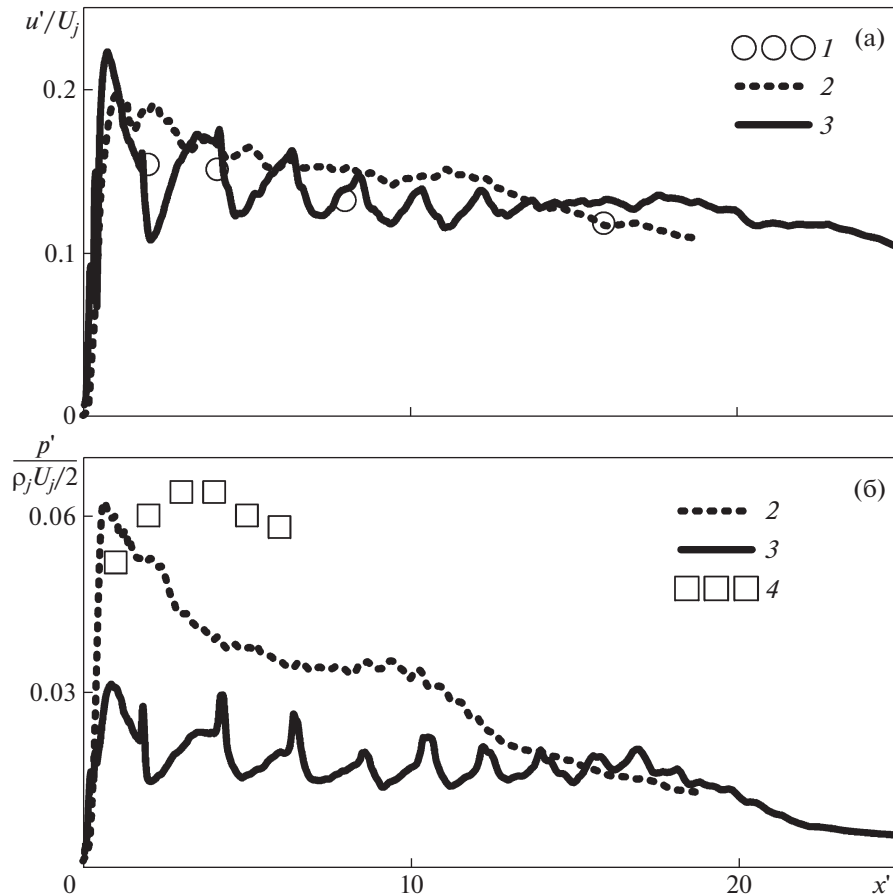
Сравнение с экспериментальными и расчетными данными [8] проведено по распределению полного давления на оси струи (фиг. 2а) и в радиальных сечениях от среза сопла до диска Маха (фиг. 2б). Для сверхзвуковых областей течения вычислено полное давление за прямым скачком уплотнения, который в действительности имеет место перед трубкой Пито. По распределению полного давления в трубке Пито на оси струи видно, что в расчете RANS/ILES-методом полное давление сохраняется лучше, чем в расчетах с помощью RANS, длина начального участка ближе



**Фиг. 1.** После продольной скорости (а) мгновенная картина течения, осредненное по времени течение (б):  $D$  – диаметр среза сопла,  $U$  – мгновенное значение продольной составляющей скорости,  $U_{av}$  – среднее значение продольной составляющей скорости



**Фиг. 2.** Распределение полного давления в трубке Пито (а) на оси струи, (б) в радиальных сечениях:  $P_{pt}$  – полное давление в трубке Пито,  $P_e$  – давление окружающей среды, 1 – эксперимент, на оси [8], 2 – расчет (Fluent, SST), на оси [8], 3 – расчет (FloEFD,  $k-\epsilon$ ), на оси [8], 4 – расчет (RANS/ILES), на оси, 5 – эксперимент, в  $x' = 0.81$  [8], 6 – расчет (Fluent, SST), в  $x' = 0.81$  [8], 7 – расчет (FloEFD,  $k-\epsilon$ ), в  $x' = 0.81$  [8], 8 – расчет (RANS/ILES), в  $x' = 0.81$ , 9 – эксперимент, в  $x' = 1.3465$  [8], 10 – расчет (Fluent, SST), в  $x' = 1.3465$  [8], 11 – расчет (FloEFD,  $k-\epsilon$ ), в  $x' = 1.3465$  [8], 12 – расчет (RANS/ILES), в  $x' = 1.3465$



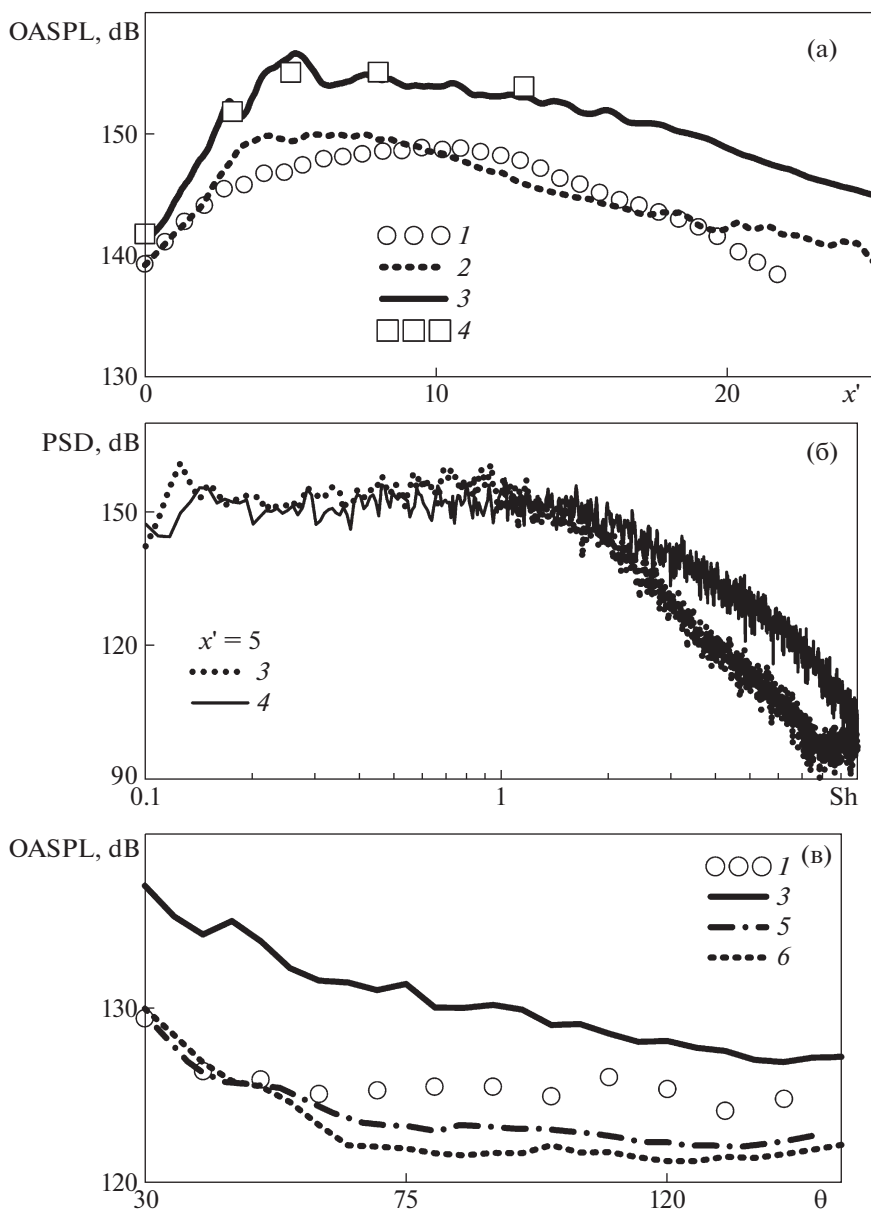
**Фиг. 3.** Распределение пульсаций продольной скорости (а), давления (б) в слое смешения:  $U_j$  – скорость по перепаду давления,  $M_j$  – число Маха по перепаду давления,  $u'$  – пульсации скорости,  $P_j$  – скоростной напор по перепаду давления,  $p'$  – пульсации статического давления; 1 – эксперимент, [21], 2 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 4$  [15], 3 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 21.8$ , 4 – эксперимент, [22]

к экспериментальной, в RANS/ILES-расчете она меньше на 15%. До  $x' = 10$  изменение полного давления близко к тому, что наблюдается в эксперименте. Ухудшение совпадения с экспериментом на участке  $x' \geq 10$  по сравнению с двумерным расчетом с помощью Fluent вызвано недостаточным разрешением сетки в осевом направлении. В то время как количество ячеек сетки в расчете пакетом Fluent составляет около 670 тысяч, на одно радиальное сечение сетки, используемой в расчете RANS/ILES-методом, приходится около 125 тысяч ячеек. При сравнении распределения полного давления в радиальных сечениях перед диском Маха и после него видно, что при расчетах RANS/ILES-методом меньше размазываются разрывы, чем при использовании RANS. Кроме того, лучше разрешаются особенности течения, например, в сечении  $x' = 0.81$  на эпюре полного давления виден излом на  $y' = Y/D = 0.35$ , соответствующий скачку, идущему из сопла. Ширина диска Маха близка к той, что наблюдается в эксперименте.

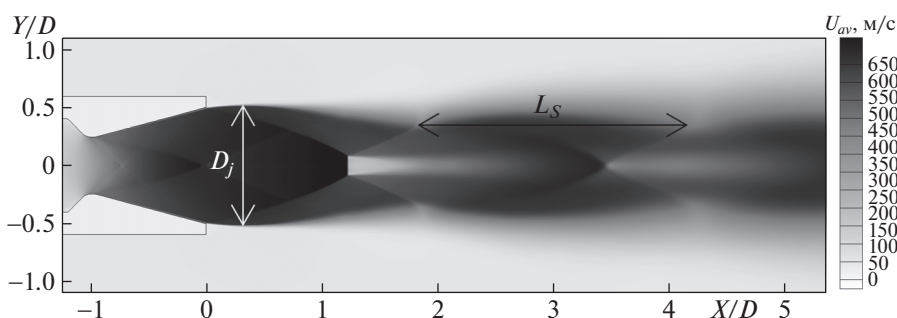
Экспериментальных данных по параметрам турбулентности для исследованной струи нет, поэтому было проведено сравнение с известными экспериментами и расчетами. У струи с  $\pi = 21.8$  почти вдвое больший начальный участок, чем у струи из сопла с  $\pi = 4$  [15]. Уровень пульсаций скорости (фиг. 3а) в слое смешения схож с тем, что наблюдается в других сверхзвуковых струях, отличие заключается в более ярко выраженном уменьшении пульсаций между бочками. Пульсации давления, отнесенные к скоростному напору, вычисленные по перепаду давления в сопле, (фиг. 3б) меньше, чем у струи с  $\pi = 4$ , и сохраняются на одном уровне на всем начальном участке струи. Они так же, как и пульсации давления, зависят от положения бочек.

### 3. АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУИ

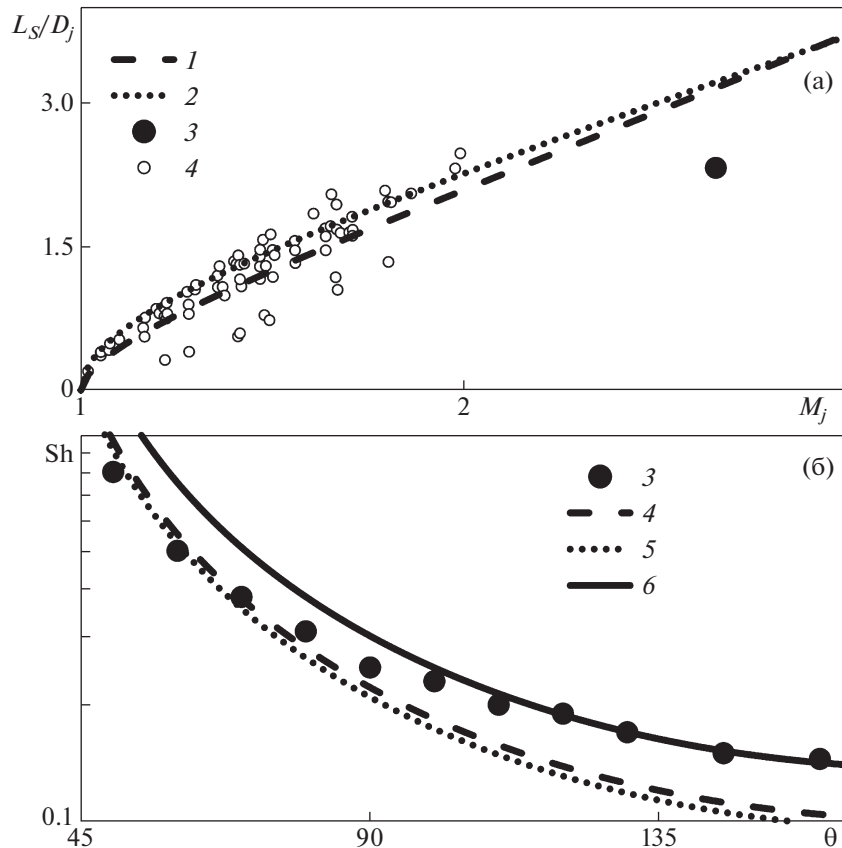
Акустические свойства струи в ближнем поле исследованы по параметрам на линии под углом  $9.5^\circ$  к оси струи (фиг. 4а), поскольку имеются данные по другим сверхзвуковым струям для срав-



**Фиг. 4.** Распределение интегрального уровня звукового давления (а) на линии под углом  $9.5^\circ$  к оси струи, спектр пульсаций давления (б) в точке  $x' = 5$  на линии, диаграмма направленности (в) в дальнем поле: OASPL – интегральный уровень звукового давления, PSD – спектральная плотность мощности, Sh – число Струхала,  $\theta$  – угол наблюдения, 1 – эксперимент,  $\pi = 4$  [20], 2 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 4$  [15], 3 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 21.8$ , 4 – расчет (RANS/ILES, FWH),  $\pi = 21.8$ , 5 – расчет (LES),  $\pi = 4$  [20], 6 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 4$



**Фиг. 5.** Структура течения вблизи сопла:  $D_j$  – ширина струи,  $L_s$  – длина первой бочки,  $U_{av}$  – среднее значение продольной составляющей скорости



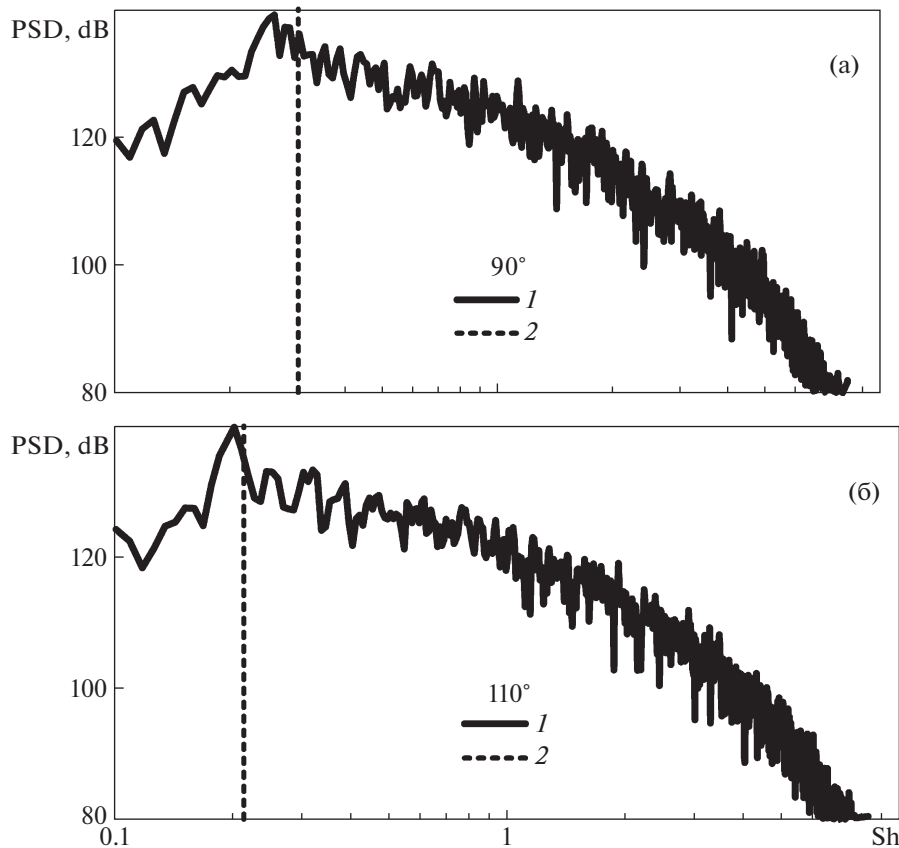
**Фиг. 6.** Зависимость длины (а) первой бочки от числа Маха по перепаду, зависимость частоты (б) максимума спектра от угла наблюдения: 1 – зависимость, описанная формулой (3.1), 2 – зависимость, описанная формулой (3.2), 3 – расчет (RANS/ILES),  $\pi = 21.8$ , 4 – по формулам (3.1) и (3.3), 5 – по формулам (3.2) и (3.3), 6 – по расчету (RANS/ILES) и формуле (3.3)

нения. Параметры на линии вычислялись напрямую из решения. Кроме того, в некоторых точках на линии данные вычислены FWH-методом. Видно, что на распределении интегрального уровня звукового давления (OASPL) по линии под углом  $9.5^\circ$  имеются локальные максимумы на  $x' = 3$  и  $x' = 5$ . Это связано с положением одного из источников шума сверхзвуковой струи – ударных волн, образующих бочки в ядре струи. Наибольший уровень пульсаций давления 157 дБ наблюдается в  $x' = 5$ , что больше максимума струи с перепадом 4 на 7 дБ. Приведены полученные двумя способами спектры пульсаций давления в точке, соответствующей  $x' = 5$  (фиг. 4б). Имеется совпадение до числа Струхала  $Sh = 2$ , разница для более высоких частот вызвана увеличением размеров ячеек расчетной сетки по мере удаления от поверхностей Кирхгофа: в области поверхностей Кирхгофа разрешаются волны с большей частотой, которые затухают в более крупных ячейках около линии под углом  $9.5^\circ$ . При  $Sh \approx 0.15$  имеется дискретный пик интенсивности пульсаций.

В дальнем поле диаграмма направленности (фиг. 4в) характерна для сверхзвуковых струй. По сравнению со струей из сопла с  $\pi = 4$  уровень звукового давления выше на 7 дБ. На спектрах в задней полусфере видны дискретные пики на  $Sh = 0.3$  для угла наблюдения ( $\theta$ )  $90^\circ$  и  $Sh = 0.2$  для  $\theta = 110^\circ$ .

Шум сверхзвуковой струи складывается из шума смешения и широкополосного шума, вызванного ударными волнами (BSAN). Существует связь спектральных характеристик шума ударных волн с длиной бочек [16–18]. Эмпирические зависимости [16, 18], связывающие длину бочки (фиг. 5) с числом Маха по перепаду, выражаются соотношениями

$$\frac{L_s}{D_j} = \frac{\pi}{2.40483} (M_j^2 - 1)^{1/2} \quad (3.1)$$



Фиг. 7. Спектры звуковой мощности для углов наблюдения: (а), (б) – 90 и 110°; 1 – расчет (RANS/ILES); 2 – по формуле (3.3)

$$\frac{L_s}{D_j} = 1.1(M_j^2 - 1)^{1.17/2} \tag{3.2}$$

Однако эти зависимости (фиг. 6а) дают завышенные значения для сопел с большим расчетным перепадом давления и наиболее точное совпадение для сужающихся сопел без расширяющейся части [19]. На графике линии соответствуют эмпирическим зависимостям, черная точка – представленному соплу, облако белых точек – расчетам и экспериментам с другими соплами. В настоящей работе исследовано биконическое сопло, с большим расчетным перепадом на нерасчетном режиме, что объясняет существенную разницу полученной длины бочки с ожидаемой.

В спектре BSAN пик, который при увеличении угла  $\theta$  становится заметнее: более узким, интенсивнее, а его частота снижается. По длине бочки и конвективной скорости можно вычислить пиковую частоту в зависимости от угла наблюдения [17].

$$f_{peak} = \frac{U_c}{L_s \times (1 - U_c \times a_\infty^{-1} \times \cos(\theta))} \tag{3.3}$$

На графике (фиг. 6б) показаны 3 кривые: теоретическое значение пиковой частоты для длин бочек, посчитанных по двум эмпирическим формулам, и теоретическая частота по длине бочки из RANS/ILES-расчета. Символами 1 показаны фактические частоты максимумов на спектрах, вычисленных FWH-методом. В задней полусфере при  $\theta \geq 90^\circ$  наблюдается хорошее совпадение полученной частоты и теоретической. В передней полусфере определенные частоты ниже ожидаемых.

На спектрах в дальнем поле при угле наблюдения  $\theta \geq 90^\circ$  хорошо различим дискретный пик. В передней полусфере с уменьшением угла  $\theta$  пик становится более размазанным и менее интенсивным. На графиках (фиг. 7а, 7б) показаны спектры для углов наблюдения 90 и 110°. Линия 2

обозначает теоретическую частоту максимума в спектре этой струи для данного угла наблюдения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью RANS/ILES-метода исследованы особенности течения в нерасчетной сверхзвуковой струе с  $\pi = 21.8$ . Метод показал высокую точность моделирования: разрешение разрывов в течении существенно лучше, чем при использовании RANS. В ходе расчетов получены турбулентные параметры течения в струе и акустические данные.

Уровень пульсаций скорости в слое смешения слабо зависит от перепада давления: для струй с  $\pi = 4$  и  $21.8$  значение  $u'/U_j$  около  $0.21$  в начале и снижается до  $0.15$  к концу начального участка. Отличие струи с большим перепадом в существенном падении интенсивности пульсаций между бочками, разница между локальными максимумами и минимумами от  $5$  до  $50\%$ . В тангенциальном разрыве за диском Маха пульсации скорости  $u'/U_j = 0.15$ .

Уровень пульсаций давления в слое смешения уменьшается при повышении перепада. В отличие от струи с  $\pi = 4$ , где уровень пульсаций плавно снижается от  $p'/(p_j \times U_j/2) = 0.06$ , у струи с  $\pi = 21.8$  интенсивность пульсаций, отнесенных к скоростному напору, меняется в диапазоне от  $0.015$  до  $0.03$  соответственно положению бочек на всем начальном участке струи, и лишь в его конце начинает монотонно уменьшаться.

Уровень шума в дальнем поле струи с  $\pi = 21.8$  выше на  $5-7$  дБ, чем струи с  $\pi = 4$ . На спектрах в дальнем поле видны дискретные частоты, которые не наблюдаются в ближнем поле. Интенсивное излучение на частотах  $Sh = 0.1-0.3$  в задней полусфере обусловлено шумом ударных волн. В ближнем поле имеются локальные максимумы пульсаций давления. Максимальный уровень  $157$  дБ наблюдается в окрестности  $x' = 5$ .

Коллектив авторов выражает благодарность Валерию Ивановичу Запрягаеву, инициировавшему настоящую работу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Li S., Muddle B., Jahedi M., Soria J. A Numerical Investigation of the Cold Spray Process Using Underexpanded and Overexpanded Jets // J. Thermal Spray Techn. 2012. V. 21. № 1. P. 108–120.
2. Tabbara H., Gu S., McCartney D.G. Computational modelling of titanium particles in warm spray // Computer & Fluids. 2011. V. 44. P. 358–368.
3. Jafari Hamed, Emami Sobhan, Mahmoudi Yasser. Numerical investigation of dual-stage high velocity oxy-fuel (HVOF) thermal spray process: A study on nozzle geometrical parameters // Applied Thermal Engineering. 2017. V. 111. P. 745–758.
4. Бендерский Л.А., Любимов Д.А. Анализ влияния параметров течения на срезе сопла на характеристики турбулентности и уровень шума в струях из сопел разных типов // Изв. РАН. МЖТ. 2015. № 6. С. 130–138.
5. Kweon Y.-H., Miyazato Y., Aoki T., Kim H.-D., Setoguchi T. Control of supersonic jet noise using a wire device // J. Sound and Vibration. 2006. V. 297. P. 167–182.
6. Vuorinen V., Yu J., Tirunagari S., Kaario O., Larmi M., Duwig C., Boersma B.J. Large-eddy simulation of highly underexpanded transient gas jets // Phys. Fluids. 2013. V. 25. 016101.
7. 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. GT2009-59307.
8. Антипова М.С., Дядькин А.А., Запрягаев В.И., Крылов А.Н. Компьютерное моделирование истечения холодной сверхзвуковой струи // Косм. техн. и технологии. 2016. № 1(12). С. 5–11.
9. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Кундасев С.Г. Расчетно-экспериментальное исследование газодинамической структуры сверхзвуковой перерасширенной струи // Вестн. НГУ. Сер. Физика. Т. 8. № 4. С. 84–92.
10. Любимов Д.А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // ТВТ. 2012. Т. 50. № 3. С. 450–466.
11. Suresh A., Huynh H.T. Accurate Monotonicity-Preserving Schemes with Runge-Kutta Time Stepping // J. Comput. Phys. 1997. V. 136. № 1. P. 83–99.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
13. Ffowcs-Williams J.E., Hawkings D.L. Sound generated by turbulence and surfaces in unsteady motion // Philosoph. Transact. Royal Soc. 1969. V. A264. 91151. P. 321–342.



14. *Ozyoruk Y., Long L.* A New Efficient Algorithm for Computational Aeroacoustics on Parallel Processors // JCP. 1996. V. 125. P. 135–149.
15. *Бендерский Л.А., Любимов Д.А., Потехина И.В., Федоренко А.Э.* Применение RANS/ILES-метода высокого разрешения для расчета течения и ближнего акустического поля пристеночных струй и слоев // Уч. зап. ЦАГИ. 2016. Т. XLVII. № 2. С. 36–54.
16. *Pack D.C.* A note on Prandtl's formula for the wavelength of a supersonic gas jet // Q. J. Mech. Appl. Math. 1950. V. 3. P. 173–181.
17. *Tam C.K.W., Seiner J.M., Yu J.C.* Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones // J. Sound and Vibration. 1986. V. 110(2). P. 309–321.
18. *Heeb N., Gutmark E., Kailasanath K.* Impact of chevron spacing and asymmetric distribution on supersonic jet acoustics and flow // J. Sound and Vibration. 2016. V. 370. P. 54–81.
19. *Munday D., Gutmark E., Liu J., Kailasanath K.* Flow structure and acoustics of supersonic jets from conical convergent-divergent nozzles // Physics of Fluids. 2011. V. 23(11). 116102.
20. *Liu J., Corrigan A., Kailasanath K., Ramammurti R., Heeb N., Munday D., Gutmark E.* Impact of Deck and Jet Blast Deflector on the Flow and Acoustic Properties of Imperfectly Expanded Supersonic Jets // AIAA P. 2013. № 323.
21. *Lau J.C.* Effects of Exit Mach Numbers and Temperature on Mean-Flow and Turbulence Characteristics in Round Jets // J. Fluid Mech. 1981. V. 105. P. 193–218.
22. *Jones B.G., Adrian R.J., Nithianandan C.K., Plachon H.P.* Spectra of Turbulent Static Pressure Fluctuations in Jet Mixing Layers // AIAA J. 1979. V. 17. № 5. P. 449–457.