

АНАЛИЗ АЭРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСЧЕТНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2024 г. О. П. Бычков^а, И. Ю. Миронюк^а, И. А. Солнцев^а, Г. А. Фараносов^{а, *}, М. А. Юдин^а

^аФАУ ЦАГИ, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

*e-mail: georgefalt@rambler.ru

Поступила в редакцию 26.12.2024 г.

После доработки 26.12.2024 г.

Принята к публикации 24.04.2024 г.

Проведено численное моделирование аэроакустических характеристик сверхзвуковой струи, истекающей из сопла Лавала в покоящееся пространство на расчетном режиме (число Маха $M = 2$). Представлены результаты расчетов методом моделирования крупных вихрей (LES). Получены средние и пульсационные характеристики течения в струе, а также характеристики шума струи в дальнем поле, включая его азимутальный состав. Проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и показано их удовлетворительное соответствие. Сделан вывод о наличии различных механизмов генерации шума в рассматриваемой струе.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, волны неустойчивости, численное моделирование, азимутальные моды

DOI: 10.31857/S0320791924030111 EDN: ZLUGRX

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на многолетние исследования шума турбулентных струй, ведущиеся с 1950-х гг. [1], в настоящее время все еще отсутствует единая точка зрения на природу физических процессов, приводящих к генерации шума реактивной струей, что отражается, в частности, в широком разнообразии моделей источников шума струи [2–13]. При этом эффективное снижение шума турбулентной струи затруднительно без достаточно глубокого понимания физических механизмов его генерации. Таким образом, задача исследования механизмов генерации шума высокоскоростных струй, в том числе сверхзвуковых, является весьма актуальной.

В том, что касается высокоскоростных сверхзвуковых струй, комплекс предыдущих теоретических и экспериментальных исследований [2–5] показал, что механизм генерации шума в таких струях может быть связан с волнами неустойчивости, развивающимися в слое смещения струи за счет механизма Кельвина–Гельмгольца. В работе [3] была предложена теоретическая модель излучения звука волнами неустойчивости, развивающимися в медленно расширяющемся слое смещения. В работах [4, 5] основные положения

теоретической модели косвенно (по измерениям шума в дальнем поле) были подтверждены в эксперименте. Наличие прямого излучения от волн неустойчивости в сверхзвуковых струях делает актуальной задачу активного управления ими как возможного подхода к снижению шума таких струй [14, 15].

Поскольку экспериментальные исследования ближнего поля сверхзвуковых струй затруднены высокими значениями средней скорости потока и пульсаций (скорости и давления) и требуют специального инструментария, представляет интерес более детальное исследование таких струй с помощью методов вычислительной гидродинамики и аэроакустики, бурное развитие которых в последние годы обеспечило возможность проведения достаточно точного численного моделирования струйных течений [16–20]. Благодаря этому результаты численного моделирования можно рассматривать как дополнение к физическому эксперименту, позволяющее проводить более глубокий анализ физических процессов шумообразования в струях. Особую ценность такого рода расчеты имеют для тех случаев, когда прямые физические измерения затруднены (например, в крейсерском режиме полета самолета). Стоит,

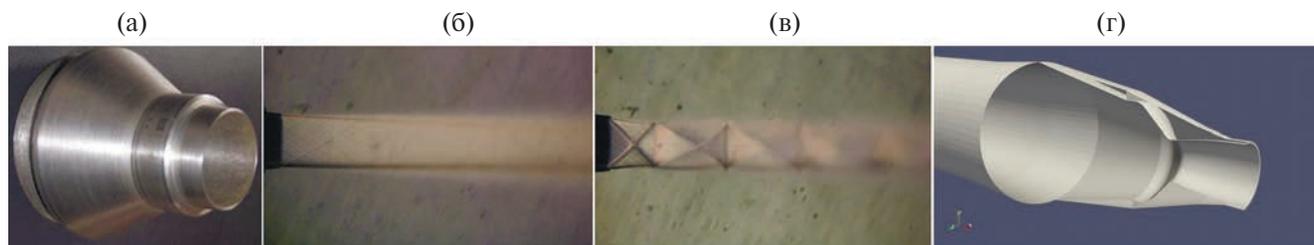


Рис. 1. (а) — Сопло Лавалья, испытанное в [4]; (б) — расчетный и (в) — нерасчетный режимы истечения [4]; (г) — 3D-модель сопла, исследованного в расчете.

однако, отметить, что использование результатов численного моделирования как аналога физического эксперимента возможно только при условии тщательной валидации, которая подтверждает их достаточную достоверность [21].

Задачами настоящей работы является проведение численного моделирования аэроакустических характеристик сверхзвуковой струи, истекающей из сопла Лавалья в покоящееся пространство на расчетном режиме с числом Маха $M = 2$, валидация полученных результатов путем их сравнения с доступными экспериментальными данными и идентификация механизмов генерации шума, реализующихся в рассматриваемой струе.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется сверхзвуковая струя, истекающая из сопла Лавалья (рис. 1а) на расчетном режиме (рис. 1б), при котором исключается влияние скачков уплотнения (рис. 1в) на генерацию шума, и, таким образом, реализуется «чистый» шум

смешения, связанный с процессами турбулентного перемешивания газа в струе с окружающей средой. Геометрия сопла (рис. 1г) и условия истечения соответствуют эксперименту, описанному в [4], что позволяет валидировать результаты расчета. Выходной диаметр сопла равен $D = 0.03$ м, расчетное число Маха истечения струи $M = 2$.

Для расчетов применялся метод моделирования крупных вихрей (LES), реализованный на базе схемы CABARET [17, 18]. Расчет выполнялся на расчетных сетках двух типов: грубой сетке с числом ячеек около 6 млн и более подробной сетке с числом ячеек около 13 млн (рис. 2), которая являлась основной для проведения численного моделирования в настоящей работе. Сетки были созданы в среде OpenFoam с использованием процедуры SnappyHexMesh, позволяющей в полуавтоматическом режиме строить для сложных геометрических объектов неструктурированные сетки с преобладанием гексаэдральных ячеек. Размер расчетной области составлял около $150D$ в поперечном направлении и около $800D$ — в

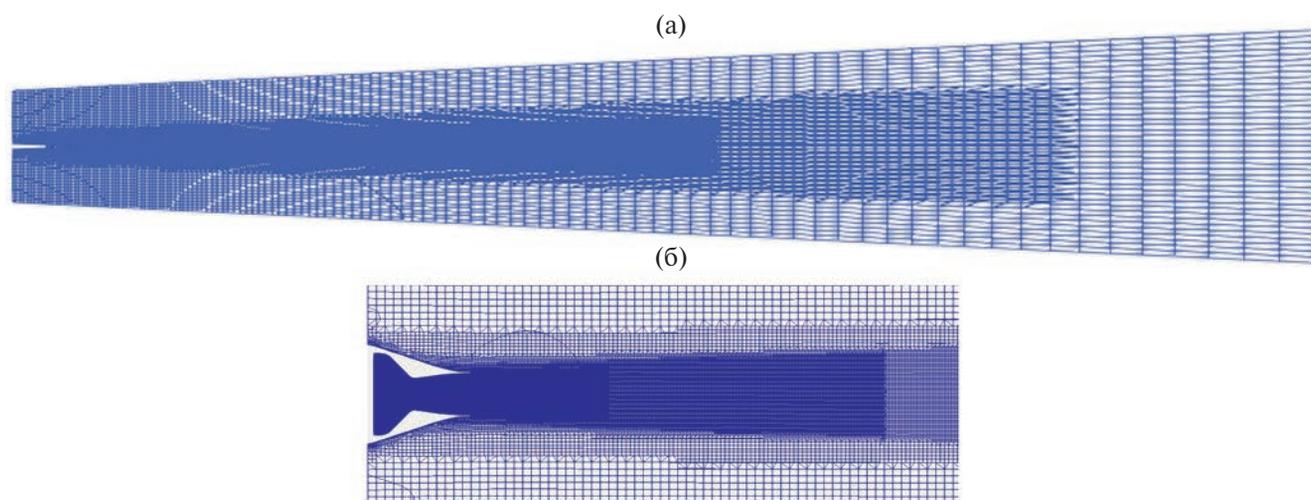


Рис. 2. Сечение основной расчетной сетки (13 млн ячеек) продольной плоскостью симметрии: (а) — полная расчетная область; (б) — зона вблизи сопла.

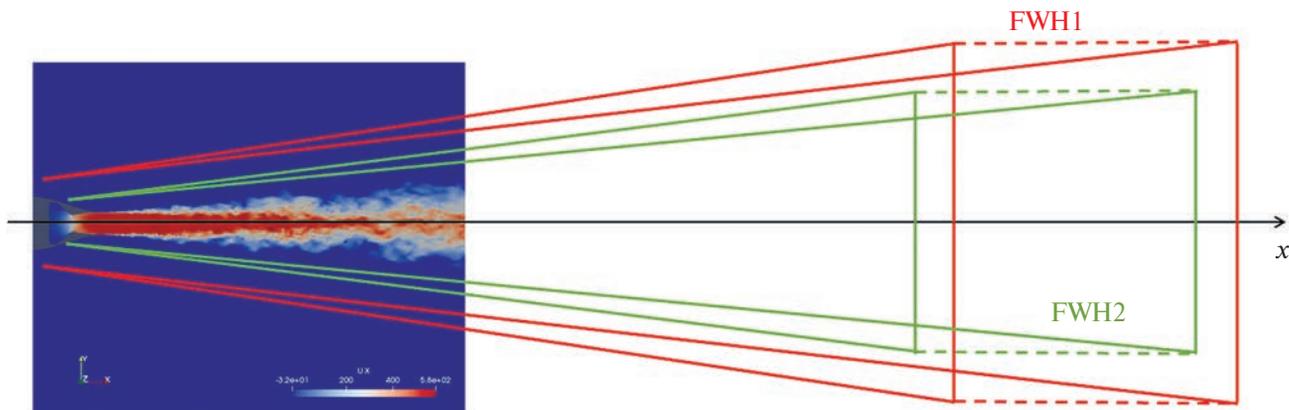


Рис. 3. Расположение контрольных FWH-поверхностей.

продольном (рис. 2а). Основную часть расчетной области занимала буферная зона с достаточно крупными расчетными ячейками вблизи внешней границы области, задачей которой является минимизация отраженных от границы области звуковых волн. В области сопла и предполагаемого расположения слоя смещения струи были выполнены области сгущения в виде вложенных конических зон для разрешения процесса турбулентного перемешивания газа, истекающего из сопла, с окружающей средой, при этом минимальный размер расчетных ячеек в потенциальном ядре струи для основной сетки 13 млн составил 0.008D (рис. 2б).

На первом этапе моделирования с помощью серии расчетов на грубой сетке был выполнен подбор перепада давления, при котором реализуется расчетный режим истечения струи. Оценка расчетного перепада, выполненная по одномерной адиабатической модели [22], дает значение $\pi_c \approx 7.8$. В серии предварительных расчетов рассматривались значения π_c от 7.6 до 8.7. Во всех случаях статическая температура окружающей среды T и температура торможения в сопле T^* составляли 295 К, а давление в окружающей среде составляло 100 кПа. По результатам анализа поля средней скорости на оси струи было выбрано значение $\pi_c \approx 8.2$, для которого возмущения скорости, связанные со скачками уплотнения, были минимальны. Дальнейшие расчеты проводились для перепада давления $\pi_c \approx 8.2$. Отметим, что скорость истечения струи при этом составляет $U_j \approx 510$ м/с, а акустическое число Маха (рассчитанное по скорости звука в окружающей среде) — $M_a \approx 1.5$.

В процессе расчетов для последующего анализа сохранялись временные истории газодинамических параметров в плоскости симметрии струи длиной около $10^3 D/U_j$, чего обычно достаточно для адекватной оценки статистических свойств пульсаций в струях. Для вычисления шума в дальнем поле использовался интегральный метод Фокса–Уильямса–Хоукинса (FWH) [16–20, 23]. При таком подходе в ближнем поле источника звука строится система контрольных поверхностей (FWH-поверхности), охватывающих источник, на которых сохраняются данные нестационарного расчета. Звук в дальнем поле рассчитывается с использованием функции Грина волнового уравнения и выражается через интеграл по FWH-поверхности [23].

Рассматривалось два набора конических FWH-поверхностей: FWH1 и FWH2, которые изображены на рис. 3. Максимальная длина поверхностей составляла $60D$ для FWH1 и $53D$ — для FWH2, в каждом из наборов использовалось 16 замыкающих дисков, распределенных по продольной координате на промежутке $13D$. Кроме того, при равных углах полураствора поверхностей набор FWH2 располагался ближе к внешней границе струи: радиус большего основания конуса составлял $8.3D$ для FWH1 и $6D$ — для FWH2.

Шум вычислялся в двух наборах точек: в 12 точках, соответствующих углам наблюдения θ от 20° до 160° и лежащих на дуге окружности радиуса $R = 66.7D$ (рис. 4а), и в 144 точках (24 сечения по 6 виртуальных микрофонов в каждом) на цилиндрической поверхности, окружающей струю (рис. 4б), радиус поверхности составлял $26.7D$, точки наблюдения заметали область от $x/D \approx -77$ до $x/D \approx 83$, где $x/D = 0$ соответствует координате

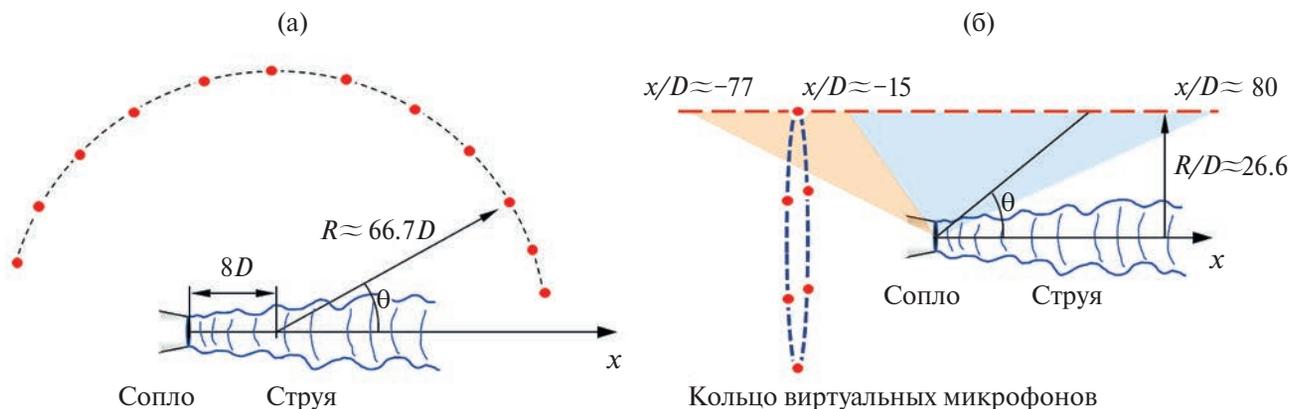


Рис. 4. Расположение точек наблюдения (микрофонов) в дальнем поле: (а) — на дуге окружности; (б) — в наборе азимутальных колец, заметающих цилиндрическую поверхность в пределах $-77 < x/D < 80$.

среза сопла. Первая конфигурация микрофонов соответствует стандартной методике измерения шума, а вторая — дает возможность выполнить разложение звукового поля на азимутальные моды порядка $n = 0, 1, 2, 3$ и сравнить результаты с данными эксперимента [4–5] (процедура разложения описана в следующем разделе).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 5 показаны мгновенные поля продольной компоненты скорости и давления, полученные в расчете в плоскости симметрии сопла. По распределению поля скорости на рис. 5а видно,

что скачки уплотнения в теле струи достаточно слабы, что подтверждает близость режима истечения к расчетному. Из картины мгновенного распределения поля давления на рис. 5б видно доминирование излучения вниз по потоку, а также характерный масштаб наиболее интенсивных звуковых волн, структура которых соответствует волнам Маха, распространяющимся под углом $\theta \approx 40^\circ$ к оси струи. Кроме того, можно отметить, что по мере удаления от струи в радиальном направлении звуковые волны нефизично быстро затухают при переходе в область с разреженной расчетной сетки. Именно поэтому для расчета шума в дальнем поле, как это обычно принято, используется интегральный метод FWH.

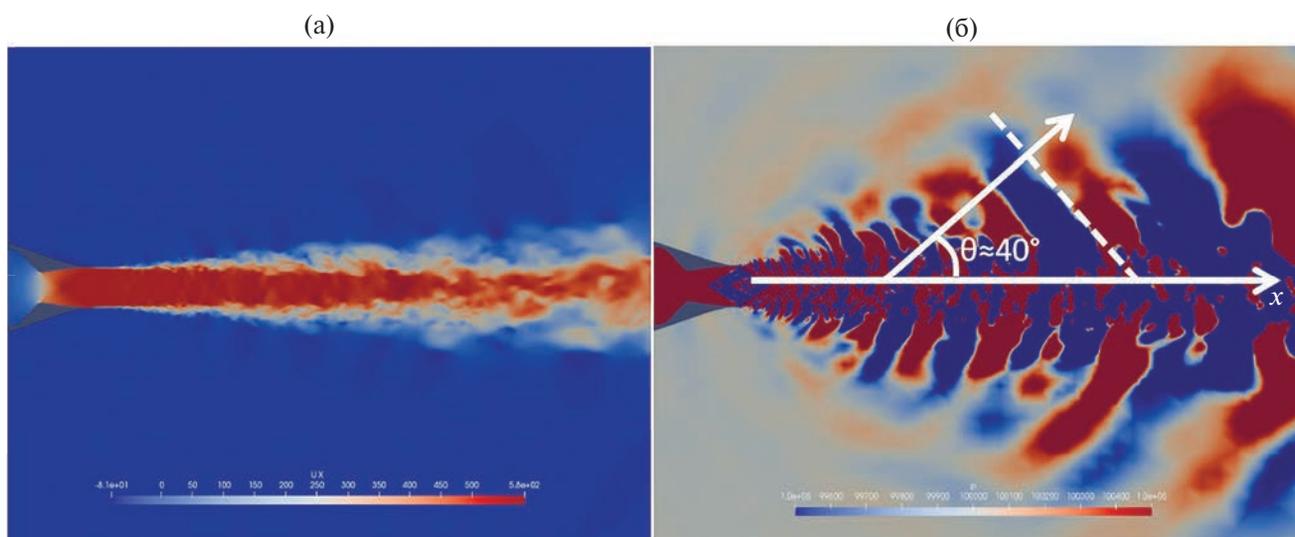


Рис. 5. Структура течения в плоскости симметрии струи: (а) — мгновенное поле продольной компоненты скорости, (б) — мгновенное поле давления (стрелкой показана ориентация нормали к фронту доминирующих звуковых волн).

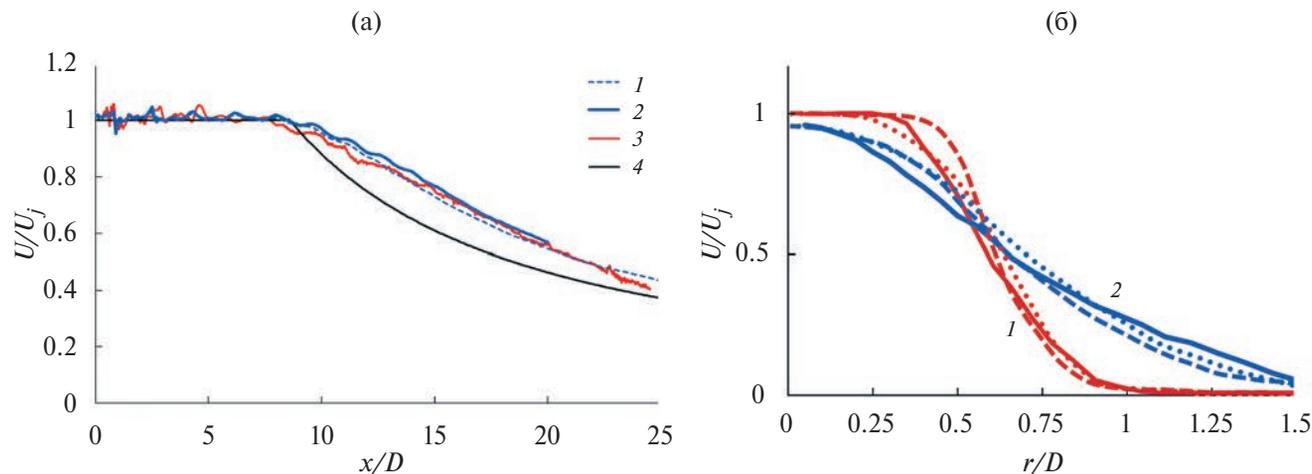


Рис. 6. Распределения среднего значения продольной компоненты скорости: (а) — вдоль оси струи: 1 — расчет на сетке 6 млн, 2 — расчет на сетке 13 млн, 3 — данные измерений [4], 4 — полуэмпирическая модель [22]; (б) — радиальные профили для различных сечений (1 — $x/D = 4$, 2 — $x/D = 10$): сплошные линии — расчет на сетке 13 млн, точки и штрихи — эксперимент [24].

Далее было проведено сравнение распределения скорости на оси струи с данными измерений [4, 5] и полуэмпирической модели Г. Н. Абрамовича [22], показавшее, что расчет достаточно хорошо соответствует данным измерений как по длине начального участка струи, так и по интенсивности убывания скорости на основном участке (рис. 6а). Скорость на рис. 6 нормирована на скорость истечения струи U_j . Отметим, что данные, полученные на грубой сетке и на основной сетке, оказались близки друг к другу, что говорит об адекватности пространственного разрешения используемых сеток для моделирования основных процессов турбулентного перемешивания в струе.

В работах [4, 5] исследовалось поле средней скорости на оси струи и направленности азимутальных гармоник шума рассматриваемой в настоящей работе расчетной сверхзвуковой струи. В работе [24] для аналогичной струи, истекающей из сопла на расчетном режиме $M = 2$, достаточно детально исследовалось среднее поле скорости в плоскости симметрии сопла. На рис. 6б приведены результаты численного моделирования, полученные в настоящей работе, и результаты измерения радиальных профилей скорости, полученные в [24] двумя способами. Как видно, расчетные профили сходятся с измеренными в пределах разброса экспериментальных данных. Таким образом, на основании сравнения данных измерений и результатов численного моделирования, полученных в настоящей работе, можно заключить, что поле течения струи в расчете воспроизводится достаточно адекватно, т.е. расчетный метод

можно считать успешно валидированным в части моделирования осредненных аэродинамических характеристик.

Измерения пульсаций в сверхзвуковых струях затруднены, и соответствующие данные для струи $M = 2$ на расчетном режиме найти не удалось. Однако валидация в части моделирования пульсационных составляющих может быть выполнена косвенно с использованием данных, полученных для дозвуковых струй на основании гипотезы автомодельности. В работах [25, 12] были, соответственно, проведены измерения и численное моделирование дозвуковой струи с $M = 0.53$. На рис. 7а для струй с $M = 0.53$ и $M = 2$ показаны распределения среднего значения и среднеквадратичного значения пульсаций продольной компоненты скорости вдоль оси струи, нормированные на скорость истечения струи. Продольная координата при этом нормирована на длину потенциального ядра L_c каждой струи. При такой нормировке, как видно, результаты, полученные в расчетах для $M = 0.53$, 2 и в эксперименте для $M = 0.53$, практически совпадают, что указывает на автомодельность процесса развития слоя смешения в дозвуковых и расчетных сверхзвуковых струях и соответствует известным результатам [26, 27]. Из рис. 7а также видно, что максимум пульсаций достигается на расстоянии примерно $2L_c$ от среза сопла. Спектры пульсаций в этой точке, при условии их корректной нормировки, удобно использовать для сравнения различных струй. Временные истории пульсаций u продольной компоненты скорости преобразовывались в спектральные плотности

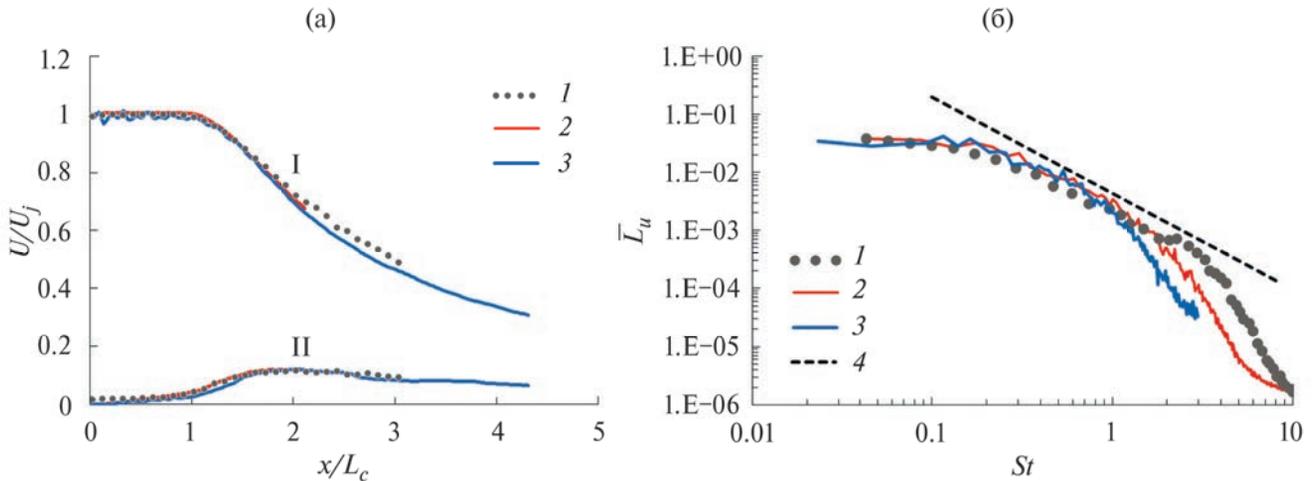


Рис. 7. (а) — Распределение нормированных среднего значения (I) и среднеквадратичного значения пульсаций (II) продольной компоненты скорости вдоль оси струи; (б) — нормированные спектры L_u пульсаций продольной компоненты скорости в точке на оси струи $x = 2L_c$. 1 — данные измерений для $M = 0.53$ [25]; 2 — расчет для $M = 0.53$ [12], 3 — расчет для $M = 2$, проведенный в настоящей работе; 4 — закон “ $-5/3$ ”.

мощности L_u с помощью метода [28], которые затем нормировались на частотный диапазон и скорость истечения струи

$$\bar{L}_u = L_u f / (U_j^2 St) = L_u / (DU_j),$$

где f — частота пульсаций, $St = fD/U_j$ — число Струхала. Нормированные спектры \bar{L}_u показаны на рис. 7б. Все спектры, полученные в измерениях и в расчетах, совпадают с достаточно хорошей точностью в пределах разрешаемого частотного диапазона, определяемого свойствами измерительной системы (в физическом эксперименте) или мелкостью расчетной сетки (в численном моделировании). Спектры характеризуются монотонным спаданием в области высоких частот по закону “ $-5/3$ ”, типичным для развитого турбулентного течения [29]. Таким образом, пульсационные характеристики течения, полученные в настоящем расчете для струи $M = 2$, также можно считать отчасти валидированными (до чисел Струхала $St \approx 0.8-1$).

Далее была выполнена валидация расчета в части моделирования шума струи. В результате расчетов для пульсаций давления в дальнем звуковом поле были получены временные реализации длиной порядка $10^3 D/U_j$. Для последующего анализа рассчитывались спектральные плотности пульсаций давления (PSD) с частотным разрешением $\Delta St = 0.023$ и, в некоторых случаях, с более высоким разрешением $\Delta St = 0.003$ (для анализа узкополосных пиков).

Сначала было проведено сравнение результатов моделирования суммарного шума. Спектральные плотности мощности шума для углов наблюдения $\theta = 20^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ (рис. 4а) приведены на рис. 8. Показаны результаты измерений, а также расчетов на грубой и основной сетках для контрольных поверхностей FWH2. Как видно, в области максимума спектров расчет достаточно хорошо (с погрешностью 1–2 дБ) соответствует данным измерений, при этом результаты, полученные на различных сетках, оказываются близки друг к другу.

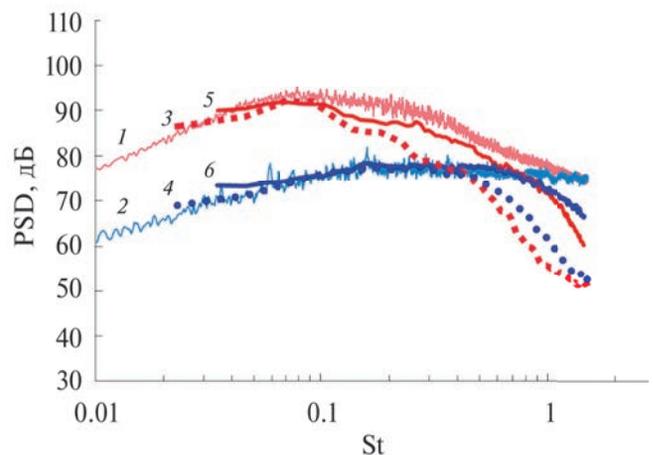


Рис. 8. Спектры шума струи под углом $\theta = 20^\circ$ (красные линии 1, 3, 5) и $\theta = 90^\circ$ (синие линии 2, 4, 6): 1, 2 — эксперимент; 3, 4 — расчет на сетке 6 млн ячеек; 5, 6 — расчет на сетке 13 млн ячеек, расчетные спектры шума получены с использованием контрольной поверхности FWH2.

В области высоких частот происходит «завал» расчетных спектров, что связано с сильной диссипацией коротковолновых компонент сигнала на достаточно больших ячейках сетки. Основная расчетная сетка, как видно, позволяет смоделировать спектр шума струи в более широком частотном диапазоне (до чисел Струхала $St \approx 0.8$). Результаты, полученные с помощью контрольных поверхностей FWH1, аналогичны представленным на рис. 8 с той лишь разницей, что завал спектров на высоких частотах в каждом случае начинается раньше, чем для спектров, полученных с помощью контрольных поверхностей FWH2, что связано с меньшим радиусом FWH2, т.е. их расположением в области более мелких ячеек сетки (рис. 3).

На рис. 9 показано сопоставление расчетных и измеренных [4] направленностей шума струи для различных чисел Струхала и видно достаточно хорошее совпадение данных расчета и эксперимента для всех углов наблюдения на умеренных частотах. Отметим, что в расчете для чисел Струхала ~ 0.1 – 0.2 наблюдается возрастание уровня шума в

направлении вверх по потоку (углы $\theta > 90^\circ$). Данный эффект будет рассмотрен ниже при анализе азимутальных гармоник шума струи.

Более детальный анализ шума струи может быть проведен с помощью разработанного в акустическом отделении ЦАГИ метода азимутальной декомпозиции (МАД), хорошо показавшего себя при анализе акустических характеристик различных турбулентных течений [4–6, 30–35]. Основная идея МАД заключается в разложении звукового поля по азимутальному углу φ . В подходе МАД звуковое поле струи в каждом сечении $x = \text{const}$ раскладывается в ряд Фурье по азимутальным гармоникам

$$P(\varphi, x, t) = A_0(x, t) + A_1(x, t) \cos \varphi + B_1(x, t) \sin \varphi + A_2(x, t) \cos 2\varphi + B_2(x, t) \sin 2\varphi + \dots \quad (1)$$

Если значимых гармоник не более шести, что имеет место для шума турбулентных потоков, то для измерения достаточно шести микрофонов, при этом первые коэффициенты ряда Фурье (1) можно приближенно представить в виде линейных комбинаций измеряемых сигналов [30–35].

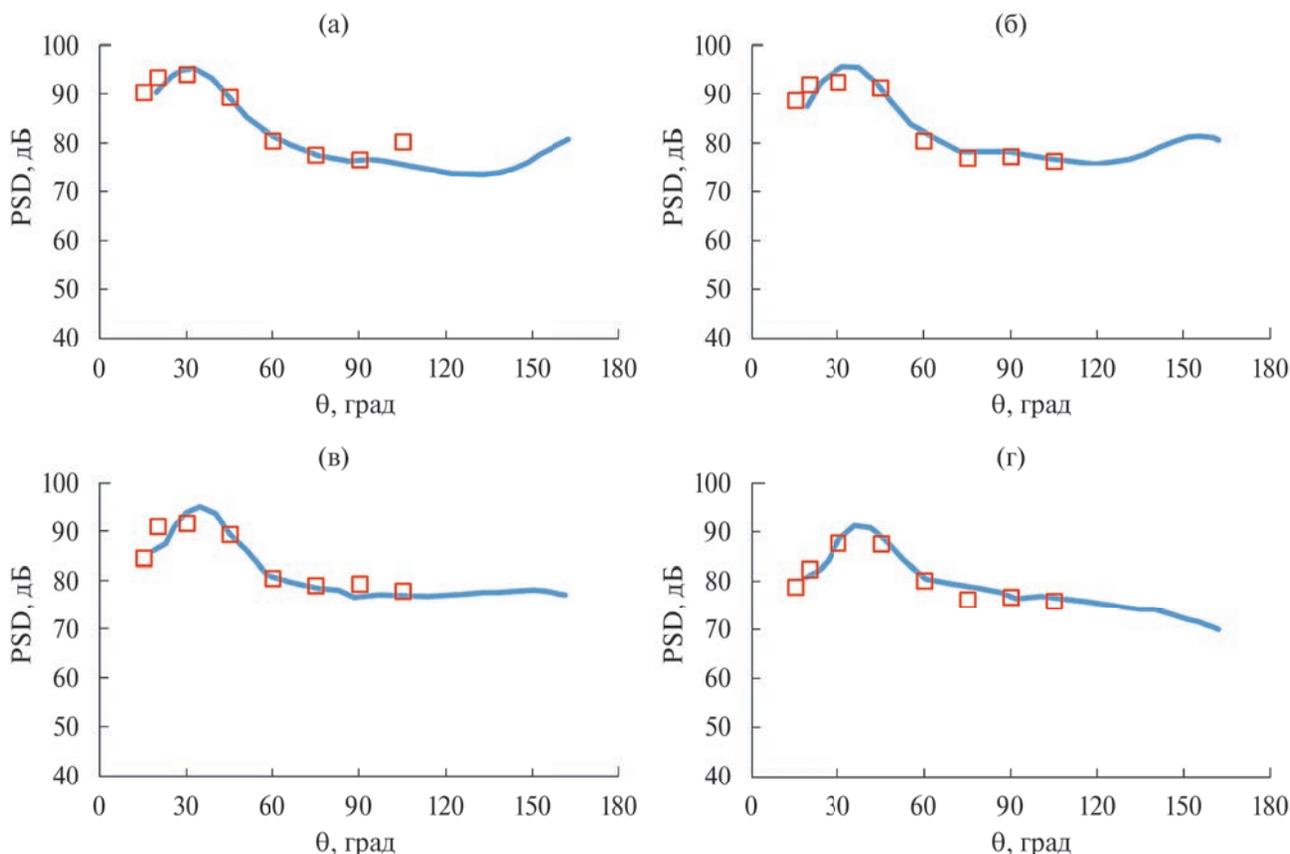


Рис. 9. Сравнение расчетных и измеренных направленностей шума струи для различных чисел Струхала: (а) — $St = 0.12$; (б) — 0.18 ; (в) — 0.3 ; (г) — 0.5 . Маркеры — эксперимент, линии — расчет.

Для проведения соответствующего эксперимента в заглушенной камере АК-2 применяется азимутальная решетка, состоящая из шести микрофонов [30], которые расположены в вершинах правильного шестиугольника с центром, лежащим на оси струи. Решетка может передвигаться вдоль оси струи, заметая цилиндрическую поверхность, окружающую струю (рис. 4б). Таким образом, данный метод позволяет строить распределения спектральных плотностей мощности азимутальных мод $a_n(x, f)$, $b_n(x, f)$, $n = 0, 1, 2$ (f — частота) по продольной координате x в различных полосах частот. В численном моделировании есть возможность воспроизвести данную постановку эксперимента (рис. 4б), включая зону излучения вверх по потоку ($x/D < -15$), для которой измерения в заглушенной камере провести невозможно из-за геометрических ограничений измерительной системы.

На рис. 10 показаны направленности отдельных азимутальных мод для частот в области максимума спектра и их сопоставление с измеренными в работе [4]. Видно в целом хорошее совпадение расчетных данных с результатами измерений, хотя под малыми углами наблюдения ($x/D > 30$) для мод с азимутальными номерами $n > 0$ и проявляется некоторое расхождение между ними: измеренные азимутальные моды оказываются выше полученных в расчете. Это расхождение можно объяснить тем, что в эксперименте всегда имеется некоторая ошибка в установке микрофонов, приводящая к ограничению динамического диапазона МАД и, следовательно, не вполне корректному определению тех мод, интенсивности которых малы по сравнению с доминирующими модами [35].

Отметим также, что в расчете с хорошей точностью выполняется условие равенства синус- и косинус-мод одного порядка ($a_n = b_n, n > 0$), являющееся следствием осевой симметрии осредненных по времени звуковых пульсаций, что говорит о достаточной статистической сходимости численных результатов.

Учитывая приведенные выше результаты, можно заключить, что расчет, выполненный в настоящей работе, позволяет с приемлемой точностью воспроизвести достаточно сложную структуру акустического поля сверхзвуковой струи и может быть использован для более глубокого анализа механизмов генерации шума. Одним из преимуществ численных методов является возможность исследования различных физических параметров с пространственным разрешением, более высоким, чем то, которое может быть реализовано в физическом эксперименте. Так, в рассматриваемом случае, численное моделирование позволяет исследовать структуру звукового поля струи в широком диапазоне координат микрофонной решетки x/D или, что то же самое, углов излучения шума θ .

На рис. 11 показана полученная в расчете подробная спектральная карта суммарного шума исследуемой струи для цилиндрической поверхности радиуса $R/D = 26.6$, демонстрирующая распределение мощности звукового излучения по частотам (числам Струхалея) и по пространственной координате x/D . Видна концентрация излучения в области $x/D \approx 30-50$, что для данного радиуса азимутальной решетки соответствует диапазону углов излучения $\theta \approx 30^\circ-40^\circ$, и в области частот, соответствующих числам Струхалея $St \approx 0.1-0.5$.

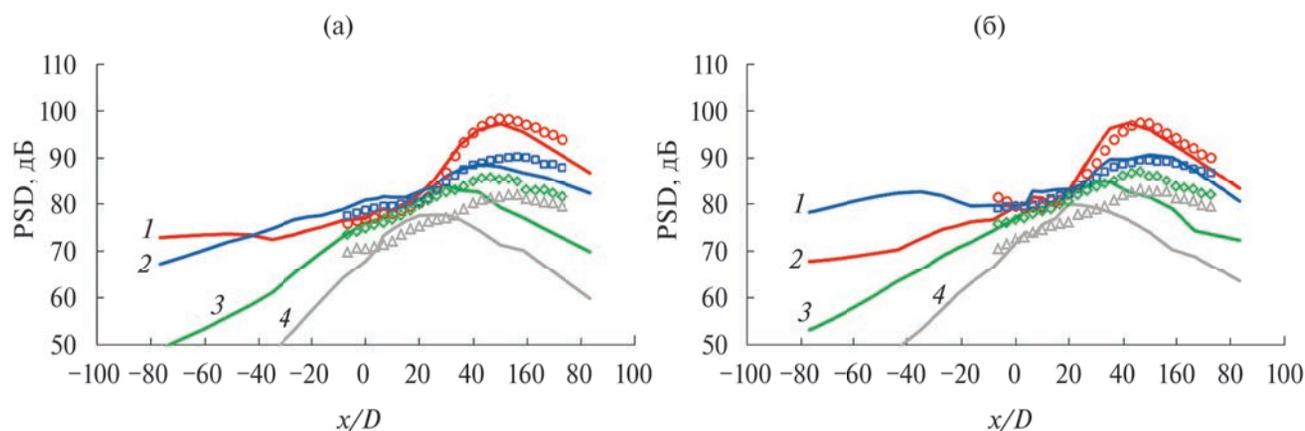


Рис. 10. Направленности азимутальных мод для (а) — $St = 0.123$ и (б) — $St = 0.182$. Маркеры — эксперимент [4], линии — расчет. 1 — мода $n = 0$, 2 — $n = 1$, 3 — $n = 2$, 4 — $n = 3$.

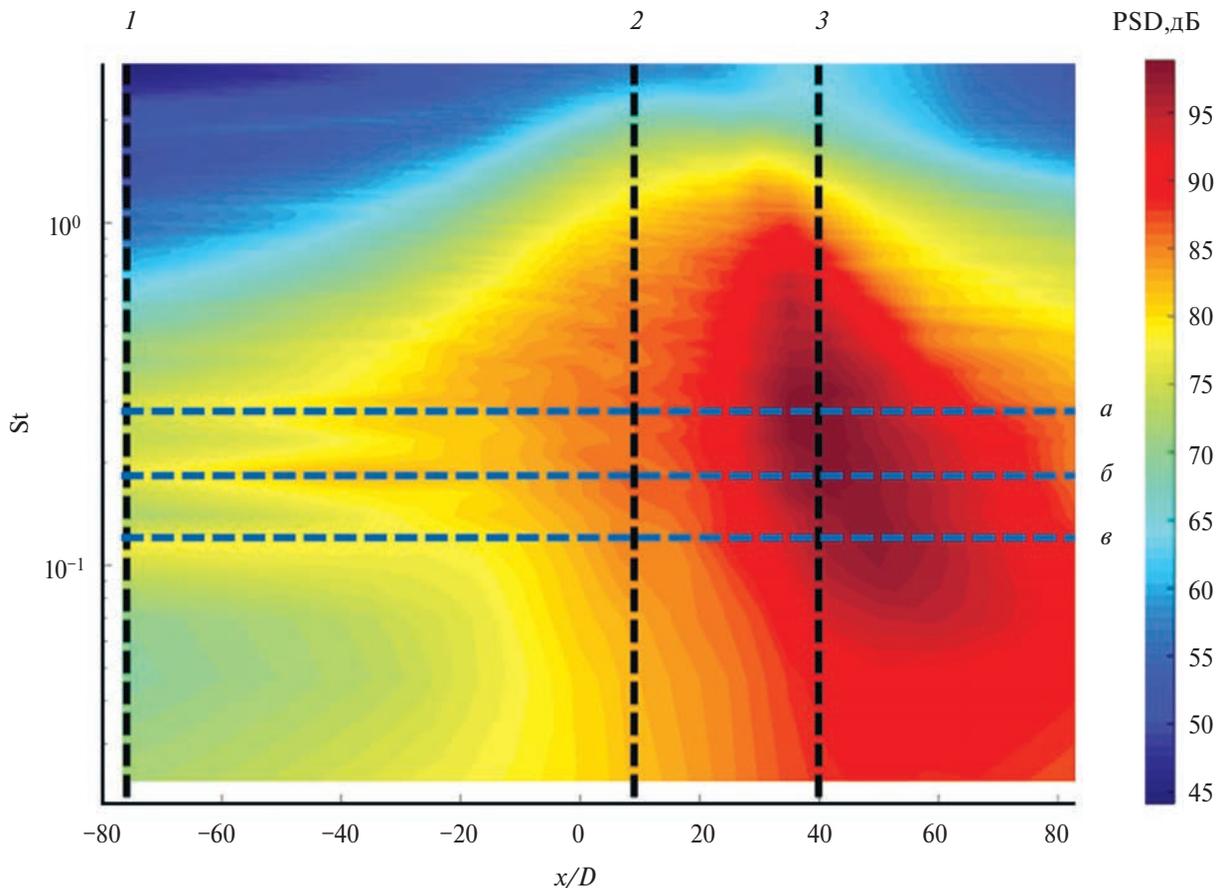


Рис. 11. Пространственно-частотная карта суммарного шума струи для цилиндрической поверхности $R/D = 26.6$ и линии ее сечения для анализа спектров и направленностей шума. Описание рисунка приведено в тексте.

Из карты также явно видно, что интенсивное излучение в направлении вверх по потоку ($x/D < -15$) проявляется только на выделенных частотах в окрестности чисел Струхала $St \approx 0.12, 0.18, 0.3$. Для количественного анализа результатов удобно рассматривать сечения такой карты. Сечения линиями $St = \text{const}$ (горизонтальные линии *a*, *б*, *в* на рис. 11) представляют собой направленности шума на данной частоте излучения, а сечения $x/D = \text{const}$ (вертикальные линии *1*, *2*, *3* на рис. 11) — спектры шума для данного положения микрофонной решетки. Напомним, что верхняя граница частотного разрешения в настоящем расчете составляет $St \approx 0.8$, на более высоких частотах расчет дает заниженные уровни шума, поскольку используемая расчетная сетка оказывается слишком грубой для моделирования коротковолновых звуковых возмущений.

На рис. 12 приведены спектры суммарного шума и отдельных азимутальных мод в трех характерных сечениях карты (линии *1*, *2*, *3* на рис. 12): $x/D = -77$ (направление вверх по потоку); $x/D = 7$ (боковое

направление) и $x/D = 40$ (направление вниз по потоку — область максимального излучения). Для излучения вверх по потоку ($x/D < 0$) видно наличие пиков в спектре суммарного шума, причем различные пики принадлежат различным азимутальным модам (рис. 12а). Такой результат соответствует результатам работ [36, 37], в которой наличие пиков связывается с модами возмущений, существующими на начальном участке струи и резонансно усиливающимися в определенных частотных диапазонах, что приводит к излучению шума в направлении вверх по потоку.

Действительно, если рассмотреть спектры пульсаций давления на оси струи в ее потенциальном ядре вблизи сопла, то в них будут отчетливо заметны пики, соответствующие пикам в дальнем поле. На рис. 13 показаны спектр пульсаций давления на оси струи в ее потенциальном ядре и спектры осесимметричной и первой азимутальных мод в направлении вверх по потоку ($x/D = -77$). Для лучшего разрешения узкополосных пиков приведены

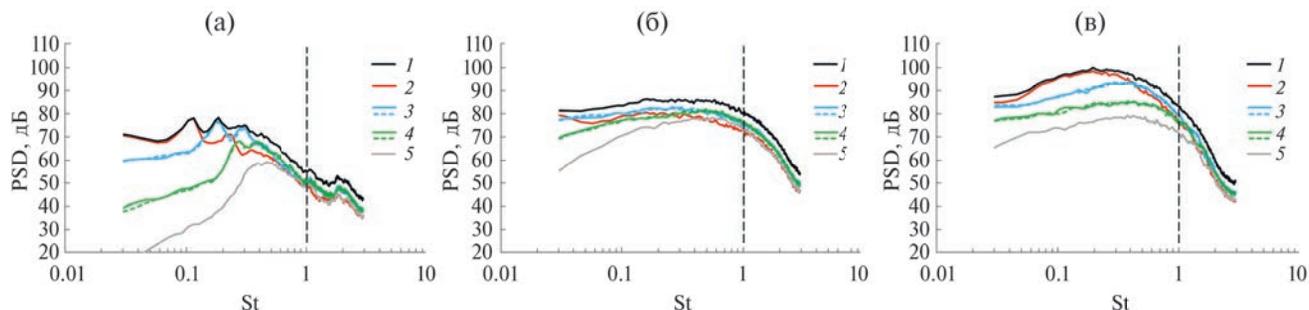


Рис. 12. Спектры суммарного шума (1) и отдельных азимутальных мод (2 — мода $n = 0$, 3 — синус- и косинус-моды $n = 1$, 4 — синус- и косинус-моды $n = 2$, 5 — мода $n = 3$). (а) — $x/D = -77$; (б) — $x/D = 7$; (в) — $x/D = 40$. Вертикальные линии обозначают примерную границу корректно разрешаемых в расчете частот.

спектры с повышенным частотным разрешением $\Delta St = 0.003$, которое получено за счет удлинения временной реализации преобразования Фурье с одновременным сокращением числа осреднений при оценке спектральной плотности по методу [28], что приводит к некоторой «изрезанности» спектров. Спектры с высоким разрешением позволяют увидеть характерную форму пиков с более

крутым правым склоном, что типично для указанного механизма [36, 37]. Поскольку пульсации на оси струи соответствуют осесимметричной моде [38], пики, наблюдаемые в спектре на оси струи, соответствуют пикам в спектре именно моды $n = 0$ в дальнем поле. На рис. 13 также показаны верхние границы резонансного усиления мод $n = 0$ и $n = 1$, рассчитанные для струи $M = 2$ на основе

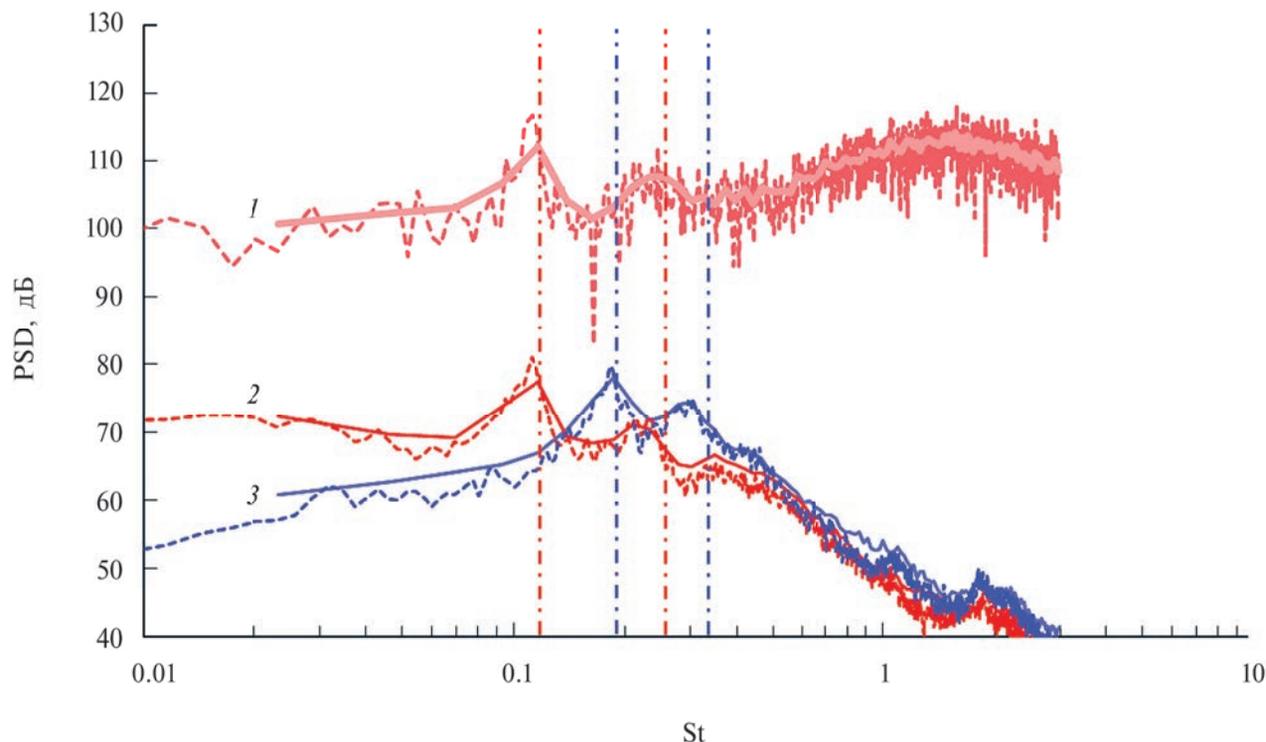


Рис. 13. 1 — Спектр пульсаций давления на оси струи при $x/D = 1.2$; 2, 3 — спектры шума в дальнем поле при $x/D = -77$ для мод $n = 0$ и $n = 1$ соответственно. Для каждого случая показаны спектры с частотным разрешением $\Delta St = 0.023$ (сплошные линии) и $\Delta St = 0.003$ (пунктир). Вертикальными линиями отмечены границы резонансного усиления моды $n = 0$ (красный) и $n = 1$ (синий), рассчитанные для струи $M = 2$ на основе модели тангенциального разрыва [37].

модели тангенциального разрыва [37], которые хорошо соответствуют расположению пиков в соответствующих спектрах шума и пульсаций.

В боковом направлении спектры первых трех азимутальных мод сравнимы друг с другом по уровню и характеризуются гладкой формой (рис. 12б), что является косвенным признаком квадрупольности излучаемого шума. Поскольку в боковом направлении эффекты конвекции и рефракции малы, несложно количественно проверить выполнение «квадрупольного» масштабирования Лайтхилла [1] для шума струи, сравнив спектры для струй с различными скоростями истечения. Для спектральной плотности мощности L шума струи (выраженной в дБ) в боковом направлении величина

$$\bar{L} = L - 70 \lg U_j - 20 \lg \rho_j - 30 \lg D + 20 \lg r, \quad (2)$$

где ρ_j — плотность газа в струе, r — расстояние до точки наблюдения, не должна зависеть от параметров струи при фиксированных параметрах

окружающей среды [39]. На рис. 14 приведены нормированные в соответствии с (2) спектры шума струй $M = 0.53$ и $M = 2$. Видно, что после указанного масштабирования спектры шума дозвуковой и сверхзвуковой струй достаточно хорошо совпадают друг с другом, подтверждая доминирование квадрупольного механизма излучения в боковом направлении. Спектр шума, полученный в расчете, на высоких частотах ($St > 1$) «заваливается» вследствие недостаточного разрешения расчетной сетки.

В направлении вниз по потоку ($x/D > 0$) в шуме струи в области спектрального максимума определяющим является вклад осесимметричной моды a_0 (рис. 12в), что типично как для дозвуковых [9, 13, 41, 42], так и для сверхзвуковых струй [3–5]. Это доминирование хорошо видно при рассмотрении направленностей азимутальных мод для различных чисел Струхала ($St = 0.116, 0.186$ и 0.3), показанных на рис. 15 (соответствуют сечениям $a, b, в$ на рис. 11). Выбранные значения St соответствуют пикам в спектре излучения «назад», и

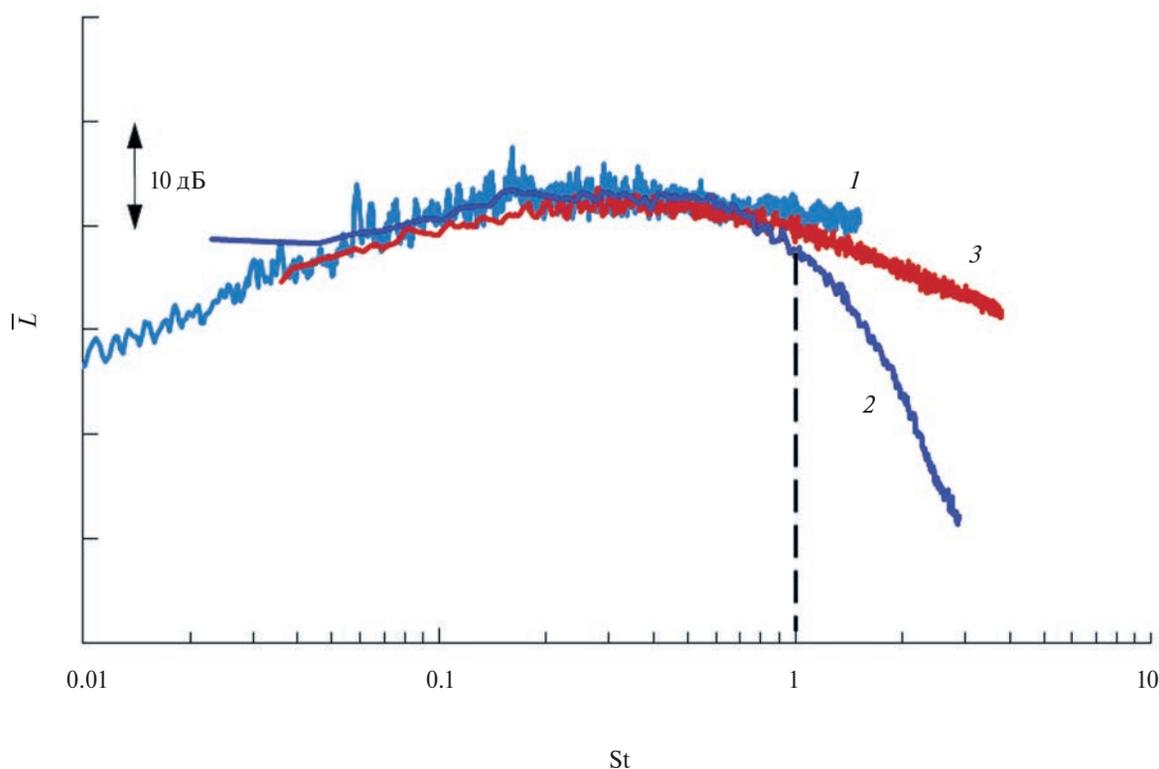


Рис. 14. Нормированные в соответствии с (2) спектральные плотности мощности шума струй в боковом направлении ($\theta = 90^\circ$): 1 — струя $M = 2$, эксперимент [4]; 2 — струя $M = 2$, расчет, проведенный в настоящей работе (вертикальная линия обозначает примерную границу корректно разрешаемых в расчете частот); 3 — струя $M = 0.53$, эксперимент [40].

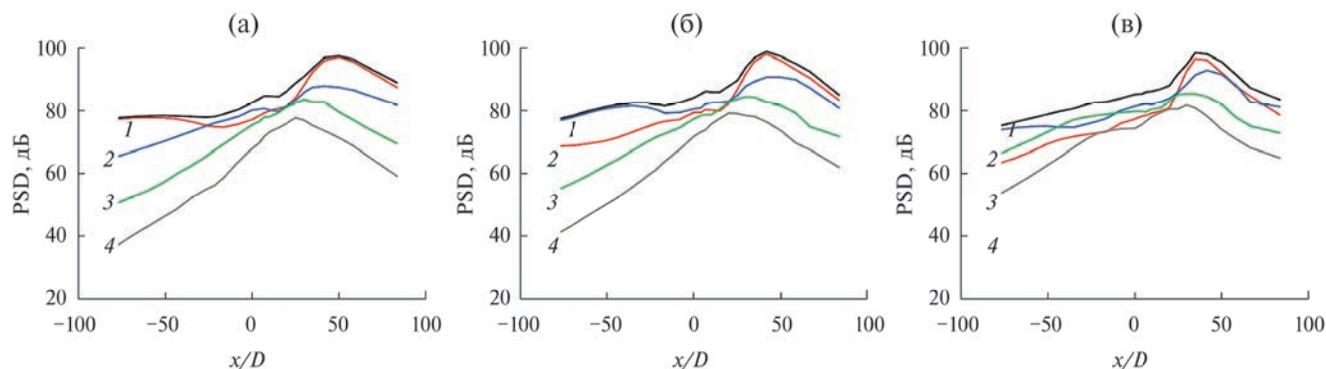


Рис. 15. Направленности азимутальных мод при различных числах Струхала: (а) — $St = 0.116$; (б) — $St = 0.186$; (в) — $St = 0.3$. 1 — мода $n = 0$, 2 — $n = 1$, 3 — $n = 2$, 4 — $n = 3$.

для азимутальных мод, которым соответствует пик в спектре ($n = 0$ для $St = 0.116$ и $n = 1$ для $St = 0.186, 0.3$), наблюдается усиление шума вверх по потоку. Отметим, что при других значениях числа Струхала, не совпадающих с пиками в спектре излучения вверх по потоку (рис. 12а), наблюдается стандартное убывание уровня шума при смещении наблюдателя вверх по потоку.

В боковом направлении, как видно, амплитуды первых трех азимутальных мод сравнимы друг с другом, причем формы их направленностей качественно соответствуют квадрупольным, наблюдающимся для дозвуковых струй [12, 41] и связанным с излучением шума мелкомасштабной турбулентностью слоя смещения. Количественные оценки направленностей квадрупольных источников шума в высокоскоростных струях требуют дальнейшего развития соответствующей теоретической модели [12, 41].

В направлении вниз по потоку на умеренных частотах в области углов наблюдения $\theta \approx 30^\circ - 40^\circ$ (что соответствует значениям $x/D \approx 30 - 50$) наблюдается выраженный максимум осесимметричной моды — именно он определяет максимальный уровень шума струи (рис. 12в, 15). Этот факт соответствует картине поля давления, изображенной на рис. 5б, на которой видны наиболее интенсивные звуковые волны. По структуре волн можно оценить, что они симметричны относительно оси струи (признак соответствия моде $n = 0$) и излучаются примерно под углом $\theta = 40^\circ$ к оси струи. Измерение длины волны позволяет оценить частоту наиболее интенсивного излучения, которая оказывается соответствующей $St \approx 0.3$, что соответствует максимуму

спектра шума (рис. 12в). Таким образом, оценки, выполненные по картине поля давления, находятся в согласии с результатами, полученными на основе анализа спектров и направленностей излучения азимутальных мод.

В работах [3–5] было показано, что теоретическая модель, в которой основное излучение сверхзвуковой струи связывается с пакетами волн неустойчивости, позволяет достаточно хорошо описать направленность излучения основных азимутальных мод в области их наиболее интенсивного излучения вниз по потоку. На рис. 16а приведена направленность моды $n = 0$, вносящей основной вклад в общее излучение струи, полученная в численном моделировании и с помощью теории волн неустойчивости [4]. Отметим, что интенсивность излучения на рис. 16а построена в линейном масштабе, и хорошо видно, что теоретическая модель действительно корректно описывает зону максимального излучения. Однако, если построить интенсивность в логарифмическом масштабе (в дБ), как показано на рис. 16б, то становится заметно, что модель не позволяет описать излучение струи в боковом направлении и в направлении вверх по потоку, а также при малых углах к оси струи. Это связано с тем, что теория волн неустойчивости моделирует только один механизм генерации шума рассматриваемой струи. В то же время, как видно из проведенного выше анализа, излучение в боковом направлении и в направлении вверх по потоку может определяться другими механизмами, один из которых связан с мелкомасштабной турбулентностью в слое смещения, второй — с резонансно усиливающимися модами на начальном участке струи.

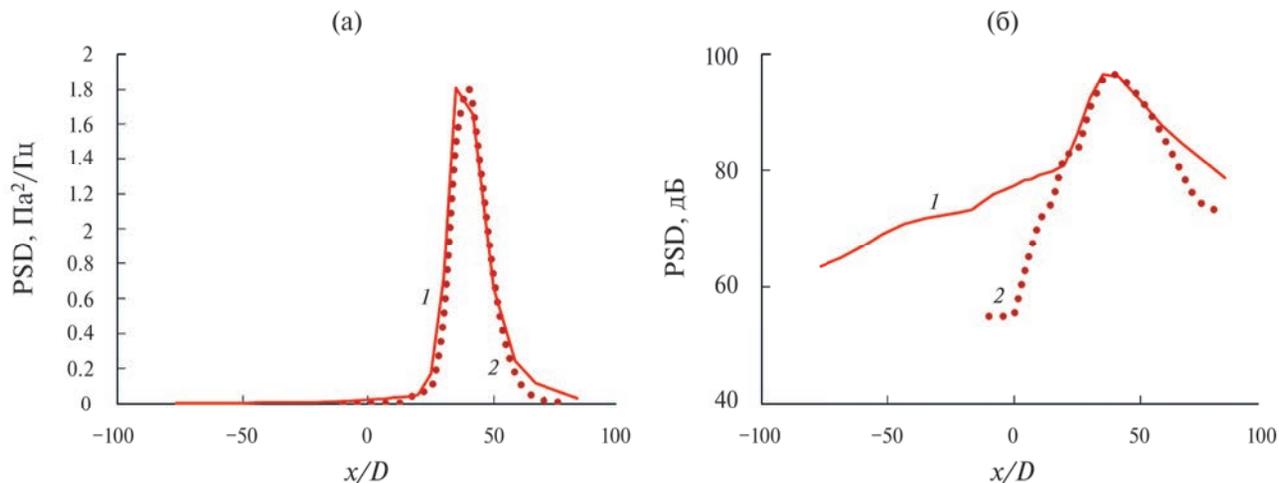


Рис. 16. Направленность осесимметричной моды при $St = 0.3$: (а) — в линейном масштабе; (б) — в логарифмическом. 1 — данные численного моделирования, 2 — расчет по теории волн неустойчивости [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено численное моделирование аэроакустических характеристик сверхзвуковой струи, истекающей из сопла Лавала в покоящееся пространство на расчетном режиме (число Маха $M = 2$). Представлены результаты расчетов методом крупных вихрей на сетке умеренного объема, содержащей около 13 млн ячеек. Полученные в расчете аэродинамические и акустические характеристики струи сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными и показано их приемлемое соответствие, в том числе показано, что расчет достаточно хорошо воспроизводит сложную структуру шума сверхзвуковой струи в частотном диапазоне $St \approx 0.08-0.8$, включающем максимум излучения.

Для рассмотренной струи проведен анализ излучения отдельных азимутальных компонент шума в дальнем поле в широком диапазоне углов наблюдения, превышающем диапазон, доступный в экспериментах. Показано, что в зависимости от угла наблюдения картина излучения качественно меняется, и в общем шуме могут доминировать источники шума различного типа: резонансно усиливающиеся в определенных частотных диапазонах моды на начальном участке струи (вверх по потоку), мелкомасштабная турбулентность слоя смешения (в боковом направлении), крупномасштабные структуры — волны неустойчивости

(в направлении вниз по потоку). Достаточно разработанная теоретическая модель шума имеется только для последнего источника, в то время как модели остальных механизмов генерации шума для расчетных сверхзвуковых струй пока не развиты в достаточной мере. Таким образом, для полного описания звукового излучения сверхзвуковой струи необходимо развитие теоретических подходов, описывающих все реализующиеся в ней механизмы шумообразования. Результаты численного моделирования, дополняющие данные физического эксперимента, могут быть использованы для разработки и тестирования таких подходов.

Авторы выражают благодарность В.Ф. Копьеву за полезные обсуждения данной работы, В.А. Копьеву — за предоставление данных измерений, С.А. Чернышеву — за предоставление результатов расчетов по модели волн неустойчивости.

Экспериментальные данные, использованные в работе, получены на базе УНУ «Заглушенная камера с потоком АК-2» ФАУ ЦАГИ, модернизируемой при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ по соглашению № 075-15-2022-1036.

Работа выполнена в рамках реализации Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» на 2020–2025 годы при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение от 17 мая 2022 г. № 075-15-2022-1023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically: I. General theory // Proc. Royal Soc. Series A. 1952. V. 211. P. 564–581.
2. *Седельников Т.Х.* О частотном спектре шума сверхзвуковой струи. Физика аэродинамических шумов. М.: Наука, 1967. 83.
3. *Tam C.K.W., Burton D.E.* Sound generated by instability waves of supersonic flows: Part 2. Axisymmetric jets // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 273–295.
4. *Kopiev V., Chernyshev S., Zaitsev M., Kuznetsov V.* Experimental validation of instability wave theory for round supersonic jet // AIAA Paper. 2006. AIAA-2006–2595.
5. *Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Экспериментальное исследование роли волн неустойчивости в механизме излучения шума сверхзвуковой струей // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 4. С. 124–133.
6. *Kopiev V., Zaitsev M., Chernyshev S., Ostrikov N.* Vortex ring input in subsonic jet noise // Int. J. Aeroacoustics. 2007. V. 6. № 4. P. 375–405.
7. *Tam C., Aurialt L.* Jet mixing noise from fine-scale turbulence // AIAA Journal. 1999. V. 37. № 2. P. 145–153.
8. *Goldstein M.E.* A generalized acoustic analogy // J. Fluid Mech. 2003. V. 488. P. 315–333.
9. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Новая корреляционная модель каскада турбулентных пульсаций как источника шума в струях // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 482–497.
10. *Tam C.K., Viswanathan K., Ahuja K.K., Panda J.* The sources of jet noise: experimental evidence // J. Fluid Mech. 2008. V. 615. P. 253–292.
11. *Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Бендерский Л.А.* Анализ шумообразования турбулентных струй на основании исследования их ближнего акустического поля // Акуст. журн. 2018. Т. 64. С. 704–717.
12. *Бычков О.П., Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Фараносов Г.А., Чернышев С.А.* О двух подходах к моделированию шума низкоскоростных дозвуковых струй // Докл. Росс. Акад. Наук. Физика, Технические Науки. 2022. Т. 506. № 1. С. 16–25.
13. *Копьев В.Ф., Чернышев С.А.* Анализ вторичного звукового излучения в акустической аналогии с оператором распространения, содержащим вихревые моды // Акуст. журн. 2022. Т. 68. С. 647–669.
14. *Kopiev V.F.* On the possibility and prospects of turbulent flow noise control // CD-ROM Proceedings. FM11-12156. XXI ICSTAM. 15-21 August 2004. Warsaw. Poland.
15. *Копьев В.А., Панкратов И.В., Копьев В.Ф., Ульяницкий В.Ю.* Разработка плазменного актуатора на основе барьерного разряда для управления шумом турбулентной струи, истекающей из сверхзвукового сопла // Сборник Тезисов Всероссийского аэроакустического форума. 2021. С. 110–111.
16. *Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh.* Noise Prediction for Increasingly Complex Jets. Part I: Methods and Tests. Part II: Applications // Int. J. Aeroacoustics. 2005. V. 4. № 3–4. P. 213–266.
17. *Faranosov G.A., Goloviznin V.M., Karabasov S.A., Kondakov V.G., Kopiev V.F., Zaitsev M.A.* CABARET method on unstructured hexahedral grids for jet noise computation // Computers & Fluids. 2013. V. 88. P. 165–179.
18. *Markesteijn A.P., Karabasov S.A.* GPU CABARET solver extension to handle complex geometries utilizing snappyHexMesh with asynchronous time stepping // AIAA Paper. 2017. AIAA-2017-4184.
19. *Duben A.P., Kozubskaya T.K.* Evaluation of quasi-one-dimensional unstructured method for jet noise prediction // AIAA Journal. 2019. V. 57. № 12. P. 5142–5155.
20. *Brès G.A., Lele S.K.* Modelling of jet noise: a perspective from large-eddy simulations // Phil. Trans. Royal Soc. A. 2019. V. 377. P. 20190081.
21. *Faranosov G.A., Kopiev V.F., Karabasov S.A.* Application of azimuthal decomposition technique for validation of CAA methods // AIAA Paper. 2013. AIAA-2013-2238.
22. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
23. *Najafi-Yazdi A., Brès G.A., Mongeau L.* An acoustic analogy formulation for moving sources in uniformly moving media // Proc. Royal Soc. A. 2011. V. 467. P. 144–165.
24. *Ozawa Y., Ibuki T., Nonomura T., Suzuki K., Komuro A., Ando A., Asai K.* Single-pixel resolution velocity/convection velocity field of a supersonic jet measured by particle/schlieren image velocimetry // Experiments in Fluids. 2020. V. 61. № 129. P. 1–18.
25. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* О связи пульсаций скорости и давления на оси и в ближнем поле турбулентной струи // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 4. С. 41–51.
26. *Witze P.O.* Centerline velocity decay of compressible free jets // AIAA Journal. 1974. V. 12. № 4. P. 417–418.
27. *Bridges J., Wernet M.* Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets // AIAA Paper. 2010. AIAA-2010-3751.

28. *Welch P.* The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms // *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* 1967. V. 15. № 2. P. 70–73.
29. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
30. *Kopiev V.F., Zaitsev M.Yu., Chernyshev S.A.* Sound radiation from a free vortex ring and a ring crossing an obstacle // *AIAA Paper.* 1998. AIAA-1998-2371.
31. *Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф., Котова А.Н.* Представление звукового поля турбулентного вихревого кольца суперпозицией квадрупольей // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 6. С. 793–801.
32. *Зайцев М.Ю., Копьев В.Ф.* Механизм генерации звука турбулентностью вблизи твердого тела // *Изв. РАН МЖГ.* 2008. Т. 43. № 1. С. 98–109.
33. *Бычков О.П., Копьев В.Ф., Фараносов Г.А.* Азимутальная декомпозиция шума струи, истекающей из двухконтурного сопла // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 4. С. 415–426.
34. *Faranosov G., Belyaev I., Kopiev V., Zaytsev M., Aleksentsev A., Bersenev Y., Chursin V., Viskova T.* Adaptation of the azimuthal decomposition technique to jet noise measurements in full-scale tests // *AIAA Journal.* 2017. V. 55. № 2. P. 572–584.
35. *Faranosov G., Belyaev I., Kopiev V., Bychkov O.* Azimuthal structure of low-frequency noise of installed jet // *AIAA Journal.* 2019. V. 57. № 5. P. 1885–1898.
36. *Towne A., Cavalieri A.V., Jordan P., Colonius T., Schmidt O., Jaunet V., Brès G.A.* Acoustic resonance in the potential core of subsonic jets // *J. Fluid Mech.* 2017. V. 825. P. 1113–1152.
37. *Bogey C.* Tones in the acoustic far field of jets in the upstream direction // *AIAA Journal.* 2022. V. 60. № 4. P. 2397–2406.
38. *Cavalieri A.V.G., Rodriguez D., Jordan P., Colonius T., Gervais Y.* Wavepackets in the velocity field of turbulent jets // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 730. P. 559–592.
39. *Lush P.A.* Measurements of subsonic jet noise and comparison with theory // *J. Fluid Mech.* 1971. V. 46. № 3. P. 477–500.
40. *Бычков О.П., Фараносов Г.А.* Экспериментальное исследование и теоретическое моделирование шума взаимодействия струи и крыла самолета // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 4. С. 437–453.
41. *Kopiev V., Chernyshev S.* Correlation model of quadrupole noise sources in turbulent jet: effect of refraction // *AIAA paper.* 2015. AIAA-2015-3130.
42. *Cavalieri A.V.G., Jordan P., Colonius T., Gervais Y.* Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 704. P. 388–420.

ANALYSIS OF AEROACOUSTIC CHARACTERISTICS OF A SUPERSONIC JET AT DESIGNED CONDITIONS BASED ON NUMERICAL SIMULATION

O. P. Bychkov^a, I. Yu. Mironyuk^a, I. A. Solntsev^a, G. A. Faranosov^{a, *}, M. A. Yudin^a

^a*FAI TsAGI, Research Moscow Complex TsAGI, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: georgefalt@rambler.ru*

The work is devoted to the numerical simulation of aeroacoustic characteristics of a supersonic jet issuing from a Laval nozzle at the design Mach number $M=2$. The results of the large-eddy simulations (LES) are presented. Characteristics of mean jet flow and its fluctuations, as well as the characteristics of the far-field jet noise, including its azimuthal content, are obtained. The results of the simulation are compared with experimental data and their acceptable agreement is shown. It is concluded that there are various noise generation mechanisms in the considered jet.

Keywords: supersonic jet, instability waves, numerical modeling, azimuthal modes