

УДК 533.6.011.5

Сверхзвуковая струя, вытекающая из сопла Лавала с полукруглыми выемками: расширение, затухание струи и формирование скачков уплотнения

С. Илаккия, Б.Т.Н. Сридхар

Аэрокосмический факультет университета Анны, Ченнай, Индия

E-mail: ilakaero021@gmail.com

Проведены эксперименты исследования, цель которых состоит в оценке влияния двух противостоящих выемок, нанесенных на расширяющуюся часть сверхзвукового сопла, для трех значений относительного давления в сопле (NPR), равных 3,6, 5,5, 7,2. Сравнение выполнялось относительно струи, истекающей из осесимметричного сопла без выемок. Данные получены для расчетного числа Маха, равного 1,8, и при отношении площадей сопла 1,44. Также получены данные о распределениях давления, измеренного с помощью трубки Пито, вдоль оси сопла и в радиальном направлении для трех осевых координат ($x' = 1, 3, 5, 8$). Разработаны эмпирические соотношения для определения длины интервалов, соответствующих различным областям уменьшения давления вдоль оси x . В качестве параметра для определения влияния выемок на сопле на характеристики затухания струи использовалась эффективность выемок. Картина струйного течения из сопла с выемками существенно отличается от течения из обычного круглого сопла. При этом влияние выемок более заметно для случаев недорасширенного режима истечения струи, чем для перерасширенного режима течения. При регистрации ударно-волновых структур с помощью шлирен-метода визуализации в струях при различных NPR установлено, что струя из сопла с выемками сильно деформируется. Для описания характеристик затухания струи вводятся параметры характерных расстояний уменьшения давления на 50 и 90 % (давление измерено вдоль оси струи). Для случая истечения струи из сопла с выемками наблюдается существенное уменьшение величины пространственных флуктуаций давления и сокращение длины сверхзвукового ядра.

Ключевые слова: затухание струи, сопло с полукруглыми выемками, длина сверхзвукового ядра потока, эффективность влияния выемки на сопле на структуру струи.

Введение

Управление параметрами струй является предметом изучения в течение нескольких десятилетий. Важными аспектами управления струями являются уменьшение шума, процессы смещения и управление вектором тяги. Методы управления направлением тяги струи разделяются в основном на активные и пассивные. Методы активного управления тягой обычно применяются для контроля вектора тяги в двигателях аэрокосмических аппаратов. Для уменьшения шума струи и интенсификации смещения струи широко используются пассивные методы управления. Методы пассивного управления структурой струи хорошо работают для дозвуковых и звуковых течений, однако применение

таких методов для сверхзвуковой струи имеет особо важное значение в аэрокосмической технике. Среди пассивных способов управления параметрами струи можно выделить использование генераторов вихревого течения, таких как сетки [1], дольчатые смесители [2, 3], дольчатые сопла [4], табы [5], канавки [6–8], сопла с косым срезом [9], выемки [10, 11], шевроны [12–14], расширение канала [15] и так далее наряду с модификацией выходного среза сопла [5, 12–18]. При этом активные методы управления струей предполагают наличие приводного устройства или вдув микроструй, которые способны изменить параметры слоя смешения [20–24]. В последние годы активно изучаются струи без осевой симметрии [16, 19], поскольку они связаны с изменением в геометрии выходного сечения сопла. Геометрия сопла эффективно варьируется путем нанесения углублений или выемок на выходе сопла. Выходная геометрия сверхзвукового сопла является определяющей для структуры слоя смешения на границе струи и для системы скачков уплотнения в области сверхзвуковой струи. Характеристики слоя смешения на границе струи имеют большое значение, потому что в нем происходит генерация вихрей и их взаимодействие с окружающей средой. Управление таким слоем смешения может оказать существенное влияние на работу различных технических приложений за счет уменьшения или усиления смешения струи с окружающей средой. Усиление процессов смешения сверхзвуковой струи способствует подавлению её шума. Однако изменение слоя смешения в струе на выходе из сопла является непростой гидродинамической задачей. При этом небольшое увеличение размера сверхзвуковых слоев смешения не обеспечивает достаточной степени смешения для улучшения горения топлива. Это объясняет интерес исследователей к различным пассивным методам, направленным на увеличение эффективности смешения сверхзвуковых струй.

В работе [25] изучались различные способы интенсификации смешения сверхзвуковых струй. Среди всех подходов весьма успешным для усиления локального смешения оказалось использование выемки или выреза. Размеры, положение и форма выемок являются удобными инженерными параметрами для управления смешением и подавления шума струи. При этом обзор литературы показывает, что влияние выемок на сопле пока недостаточно экспериментально изучено и исследования не обеспечивают глубокого понимания процесса расширения и затухания струи, а также формирования ударно-волновых структур для случая сопла Лаваля (конфузорно-диффузорная геометрия сопла), особенно для сопла с выемками. В доступной технической литературе представлено мало данных по смешению струи и подавлению ее шума. В работе [26] изучалось влияние выемок различной формы (квадратной, круглой, треугольной) на параметры расширения и затухания струй, вытекающих из звукового сопла. Результаты показали, что выемки с квадратным сечением оказались самыми эффективными для сопла с дозвуковой геометрией и для условий недорасширенной звуковой струи. Эти наблюдения могут быть полезными при разработке газовых турбин для случая инжекции газа в камеры сгорания с дозвуковым течением.

Для камер сгорания со сверхзвуковым режимом подача струи водорода обеспечивается через звуковые сопла, а на выходе из сопла образуется недорасширенная струя. Очевидно, что для случая сверхзвуковой струи с осевой подачей в камеру сгорания полное падение давления в камере будет меньше, чем для случая дозвуковой струи (при том же массовом расходе газа). Это происходит из-за меньшего уровня потери на трение между инжектированной сверхзвуковой струей и основным сверхзвуковым потоком в камере. Следует отметить, что для сверхзвуковых струй характерна низкая скорость смешения и поэтому для них потребуется большая длина камеры сгорания. Однако если бы

с помощью какого-либо пассивного метода удалось усилить смещение и поперечное уширение струи, то это снизило бы потребность в длине камеры сгорания, работающей в режиме сверхзвуковой осевой подачи газа. В литературе представлено небольшое количество информации по параметрам сверхзвуковой струи, вытекающей из сопла с нанесенными выемками (параметры затухания струи, расширения струи и параметры смешения). В исследовании [8] были сделаны попытки определить влияние выемки с квадратной геометрией на характеристики затухания струи и изучить структуры с ударными волнами для различных рабочих условий истечения из сопла. Падение давления на осевой линии сверхзвуковой струи характеризуется зоной флуктуации давления на выходе из сопла. За ней следует зона резкого снижения давления, а затем зона умеренного снижения давления, которая окончательно выходит на зону плато. Протяженность этих зон зависит от рабочих условий, геометрии выходного сечения сопла и изменений в геометрии сопла. Оценка длин этих характерных зон может помочь в процессе проектирования оптимальной конфигурации камеры сгорания турбинной установки. Интенсивность волновой системы в терминах среднеквадратичной величины (RMS) для осевого градиента давления и для давления поперек сверхзвукового ядра струи является индикатором для уровня смешения в области течения вблизи сопла.

Настоящее исследование отличается от предыдущих по трем аспектам. Во-первых, представленная работа полно описывает ударно-волновые структуры в двух плоскостях (одна плоскость проходит через выемки, а вторая перпендикулярна ей) и параметры расширения струи, вытекающей из сопла с выемками. Кроме того, проведено исследование по характеристикам диссипации сверхзвуковых струй для трех уровней расширения потока (для вариантов сопел с выемками и без них); для этого определены четыре характерных диапазона вдоль осевой линии струи. В результате получены эмпирические выражения для геометрических параметров и полного давления. Наконец, проведено исследование поведения градиента давления вдоль осевой линии, что позволило оценить интенсивность ударно-волновой системы в области сверхзвукового ядра сопла для трех величин коэффициента расширения сопел. Среднеквадратичные величины для полного давления (p_{rms}) и градиента полного давления (β_{rms}) для области сверхзвукового ядра сравниваются для вариантов сопла с выемками и без них. Это дает возможность глубже изучить влияние сопла с выемками на интенсивность ударно-волновых систем (strength of the wave system). Явления смещения струи и подавления её шума можно связать с интенсивностью ударно-волновой системы (то есть с параметрами p_{rms} и β_{rms}). Влияние наличия выемки на изменение потока струи оказалось различным для трех разных степеней расширения потока.

1. Экспериментальная установка и методы

1.1. Описание модельных сопел для экспериментов

Для экспериментов были изготовлены два образца сопла Лавала с круглым сечением из нержавеющей стали. Степень расширения сопла без выемок равна 1,44, а расчетное число Маха при выходном диаметре сопла, равном 12 мм, составило 1,8. На внутреннюю поверхность второй модели сопла были нанесены две полукруглые выемки одинаковой длины, разнесенные на 180°. Они покрывали до половины длины расширяющейся секции сопла, то есть расстояние в 5,6 мм от выходного среза сопла в сторону критического сечения сопла. Геометрия и размеры обоих вариантов сопла показаны

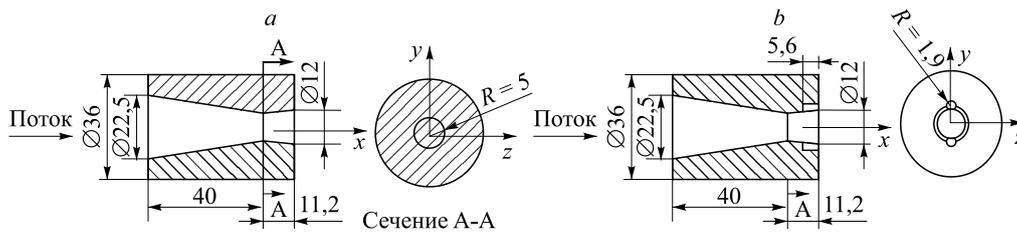


Рис. 1. Геометрия сопла Лавали с двумя полукруглыми выемками.

a — сопло без выемок, *b* — сопло с двумя полукруглыми выемками; размеры приведены в мм.

на рис. 1. Радиус кривизны нанесенных выемок составлял 1,9 мм. Пара таких выемок увеличивает выходную площадь сопла на 10 %.

1.2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на стенде со свободной струей, построенном на аэрокосмическом факультете университета Анны (MIT кампус, г. Ченнай, Индия). Установка включает компрессор, накопительный резервуар, осушитель, сепаратор влаги, запорно-контрольную арматуру и совокупность датчиков давления. Воздух под высоким давлением подается из накопительного объема через сепаратор и осушитель воздушного потока в камеру осаждения влаги. Требуемое давление в камере контролируется с помощью редукционных вентилях. Полное входное давление для сопла измеряется в камере датчиком полного давления. Данные с этого датчика поступают в сканер давления. Рабочим газом в этих экспериментах является сухой ненагретый воздух.

Для визуализации структуры сверхзвукового течения, используется высококачественная оптическая шпирен-система. Она состоит из источника света, двух вогнутых зеркал и кромки ножа. Визуализация потока реализуется с помощью двойных зеркал в шпиреновской конфигурации Z-типа, которые имеют параболический вид, их диаметры равны 150 мм, а фокусное расстояние составляет 1100 мм. Отражающие поверхности зеркал были обработаны с точностью $\lambda/6$ длины волны галогеновой лампы. Галогеновый источник света в комбинации с двумя параболическими зеркалами использовался для получения изображения на экране. Эти изображения фиксировались с помощью 18-мегапиксельной цифровой камеры при короткой экспозиции. Принципиальная схема установки для изучения струй и схема шпирен-системы визуализации описаны в работе [8].

1.3. Приборы и сбор данных

Профиль давления вдоль удлиненной осевой линии сопла измерялся с помощью трубки Пито, при этом датчик давления устанавливался напротив сверхзвукового потока. Существование скачка уплотнения перед датчиком давления не дает возможности напрямую измерять полное давление на оси течения [27]. Измеренное давление называется давлением трубки Пито. Внутренний и внешний диаметры датчика давления равнялись 0,6 и 0,8 мм соответственно. Площадь, занимаемая датчиком давления, составляла всего 0,4 % от площади выходного сечения, поэтому проблемы при оценке погрешности измерения не возникало. Один конец датчика давления закреплялся на трехмерном координатном устройстве для измерения поля сверхзвукового течения, а другой — подсоединялся к сканнеру давления (использовалась модель 9115 компании Measurement Specialities, U.S.A.). Трехмерный приводной механизм координатного устройства имел

Таблица 1

Основные параметры модельных сопел

Модель сопла	Отношение площадей сечений (A_e/A^*)	d_{ref} , мм	Расчетное число Маха (M_D)	Расчетное отношение давлений
Гладкое сопло	1,44	12	1,80	5,78
Сопло с двумя выемками	1,59	12,6	1,92	6,95

пространственное разрешение 0,25 мм. Погрешность сканера давления составляла $\pm 0,05\%$ для всей шкалы, а максимальное давление, доступное для измерения сканером давления, равнялось 1,7 МПа.

1.4. Условия эксперимента и работы установки

Эксперименты проводились со сверхзвуковыми струями, вытекающими из осесимметричного сопла с парой полукруглых выемок, затем выполнялось сравнение с течением из аналогичного сопла без выемок (эталонное сопло). Измерения проводились для трех уровней относительного давления в сопле (Nozzle Pressure Ratio — NPR), а именно: при отношениях давлений, равных 3,6, 5,5 и 7,2. Поскольку отношение площадей для эталонного сопла составляет 1,44, то две величины NPR, равные 3,6 и 5,5, соответствуют перерасширенному течению из сопла. Однако при отношении давлений $NPR = 7,2$ струйное течение соответствует уже недорасширенному режиму. Согласно изэнтропичной теории течений из сопла, расчетное расширение по отношению к атмосферному давлению имеет место при полном входном давлении, равном 5,78 кПа. Для сопла с парой выемок площадь выходного сечения сопла увеличивается на 10 % (по 5 % прироста на каждую выемку). Для случая сопла с парой выемок вычисления для реальной площади выходного сечения, эквивалентного диаметра выходного сечения (d_{ref}), расчетного числа Мах (M_D) и расчетного давления приведены в табл. 1. Числа Маха для струи M_j , рассчитанные из уравнения адиабаты и для случаев отношения давлений 3,6, 5,5 и 7,2, соответственно равны 1,48, 1,77 и 1,95 (при расширении потока воздуха до атмосферного уровня).

Число Рейнольдса для струи вычислялось на основе следующих параметров для выходного сечения сопла: ρ_e , u_e , d_e и μ_e , где параметр μ_e рассчитывался по формуле Сазерленда, а ρ_e и T_e вычислялись на основе уравнения адиабаты, а. Число Рейнольдса при различных рабочих давлениях для выходного сечения сопла изменялось в интервале от $1,5 \cdot 10^5$ до $1,9 \cdot 10^5$. В настоящей статье давление выражено в абсолютных величинах. Поскольку давление записывается датчиком как относительное, то для конвертации в абсолютную величину к нему надо добавить атмосферное давление (99,950 Па), которое измеряется барометром-анероидом.

2. Результаты и их обсуждение

В целом поток, выходящий из сопла с высоким импульсом, генерирует вихри на границе струи благодаря сдвиговому воздействию между высокоскоростной струей и почти неподвижным атмосферным воздухом, при этом на границе образуется сдвиговой слой. Эти вихри возрастают вниз по течению струи и развиваются в крупномасштабные образования (это короткоживущие вихри, которые отвечают за вовлечение окружающей среды в струю). После захвата окружающего воздуха большие вихри разбиваются на множество мелких вихрей, способствующих смешению на микроуровне. Смешение посредством этих крупных и мелких вихрей можно усилить, если создать волны неустойчивости

в слое смешения. Последнее достигается введением изменений в геометрию сопла. Для случая сверхзвукового истечения протяженность сверхзвукового ядра задает нужную характеристику смешения струи. Эту протяженность можно получить из экспериментального профиля полного давления по оси сопла [2, 28]. Для оценки характеристик диссипации струи выполнялось измерение полного давления с помощью трубки Пито вдоль осевой линии при трех различных значениях параметра NPR. Аналогичным образом расширение сверхзвуковой струи оценивалось из радиального профиля давления. Оценка влияния наличия выемок на эффект расширения струи проводилась из профиля полного давления вдоль направления Y при различных осевых координатах (например, $x' = 1, 3, 5$ и 8) в сверхзвуковом ядре струи. Структура струи, вытекающей из сопла Лавала с нанесенными полукруглыми выемками, описывается в настоящем исследовании в виде данных о падении давления вдоль осевой линии (раздел 2.1), данных о радиальном распределении давления (раздел 2.2) и данных о структурах, созданных ударными волнами (раздел 2.3).

2.1. Падение полного давления на осевой линии

Падение давления вдоль осевой линии связано с вовлечением окружающего газа внутрь струи. Быстрое смешение струи сопровождается быстрым спадом полного давления [2]. Поэтому характеристики смешения струи изучаются через падение полного давления вдоль осевой линии. В данной работе полное давление измерялось сразу от выходного сечения сопла. Затем анализировалось затухание сверхзвуковой струи из двух образцов сопел. Полное давление (p_{0x}), измеренное вдоль осевой линии (в направлении X), приводилось к безразмерному виду нормировкой на входное давление в сопле (p_{0i}). Оно будет представлено на рис. 3–5 как отношение p_{0x} (p_{0x}/p_{0i}), отложенное как функция безразмерной осевой координаты ($x/d_{ref} = x'$). При этом эталонный диаметр сопла вычисляется из реальной площади выходного сечения сопла для конкретной модели. Пространственные флуктуации в распределении давления вдоль осевой линии сверхзвуковой струи имеют место вследствие наличия «бочек» (одна такая ячейка (бочка) — это комбинация волны уплотнения и волны разряжения [15]). Размер «бочки» и ее геометрия зависят от безразмерного давления NPR, геометрии сопла и условий на выходе из сопла.

2.1.1. Области течения

Для изучения характеристик затухания сверхзвуковой струи используется описание различных интервалов течения вдоль осевой линии сопла. В представленном исследовании поле течения сверхзвуковой струи подразделяется на четыре интервала, согласно поведению профиля давления на осевой линии (см. рис. 2–4). Длины таких интервалов оценивались с помощью эмпирических соотношений (см. рис. 2). Это будет обсуждаться в следующих разделах. Графики, изображенные на рисунке, показывают изменение полного давления на осевой линии при $NPR = 3,6$ и $M_j = 1,48$ для случаев сопел с выемками и без выемок. Интервал 1 — это расстояние от выхода сопла до места резких изменений в профиле давления. Оно определено здесь как длина сверхзвукового ядра струи. Эта длина (интервал 1) является одним из широко используемых параметров при описании сверхзвуковой струи. Для случая обычного осесимметричного сопла длина интервала 1 вычислялась по эмпирической формуле из публикации [18]:

$$L_1 = \sqrt{\frac{p_{0i}}{p_a} \left(D_h - \frac{d}{2} \right)} 2L \frac{C_{nc}}{C_{lip}} \frac{1}{\zeta}, \quad (1)$$

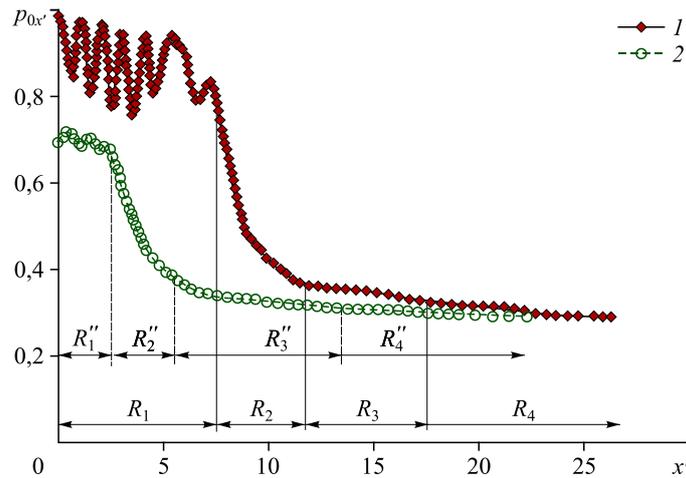


Рис. 2. Полное давление в сверхзвуковой струе вдоль осевой линии при NPR = 3,6 и $M_j = 1,48$ (перерасширенный поток).

1 — гладкое сопло, 2 — сопло с двумя выемками.

Для случая аналогичного сопла с парой выемок использовалась формула для длины интервала 1 из работы [8], где геометрический фактор выемок определяется как $G = P_g/n \cdot l_g$:

$$(L_1)_g = \frac{L_1}{5} \sqrt{q \cdot G}. \tag{2}$$

Данные рис. 2–4 показывают, что длина интервала 1 увеличивается с ростом числа Маха M_j . Безразмерная длина $R_i = L_i/d_{ref}$ интервала с номером i определяется как

$$R_i = 2q^n L \left(1 - \frac{d}{2D_h} \right) \cdot \frac{C_{nc}}{C_{lip}} \cdot \frac{1}{\zeta} \text{ для } i = 2, n = 0,5 \text{ и } i = 3, n = 0,1, \tag{3}$$

где d_{ref} — эталонный диаметр, который в данном случае равен гидравлическому диаметру D_h выходного сечения сопла.

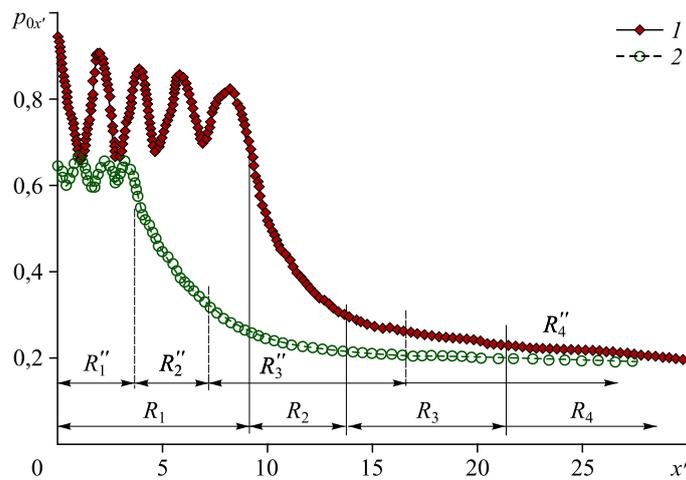


Рис. 3. Полное давление в сверхзвуковой струе вдоль осевой линии при NPR = 5,5 и $M_j = 1,77$ (случай перерасширенного потока).

Обозначение см. на рис. 2.

Величина σ , определяемая как

$$\sigma = \frac{L_3}{L_1} = \frac{R_3}{R_1} = 0,5 + q^{-0,7}, \quad (4)$$

представляет собой отношение длин интервалов 3 и 1, где q — отношение давления для сопла. Уравнения (3) и (4) являются достаточно точными для описания экспериментальных данных для струй из сопла с выемками и без них.

Интервал 2, соответствующий области резких переходов давления, начинается с того значения осевой координаты, где прекращаются флуктуации давления и имеет место резкое его снижение, а заканчивается там, где кривая падения давления приобретает наклон, близкий к 45° (то есть $dp_{0x'}/dx' \sim 1$), т.е. снижение приобретает плавный характер. Интервал 3, включающий область плавного перехода, берет начало с конца интервала 2 (зона плавного падения давления) и продолжается до выхода на плато, то есть до области, где наклон кривой становится почти нулевым. Интервалы 2 и 3 играют основную роль в процессах смешения струи.

Что касается интервала 4, то на нем давление на оси струйного потока почти достигает условий внешней среды — это область полностью развитого течения. Здесь наклон кривой давления близок нулю. Данная область почти параллельна оси x' и имеет большую протяженность. Длины четырех указанных интервалов в уравнениях (2)–(4) приведены в мм. Эти интервалы представлены в безразмерном виде ($R_i = L_i/d_{\text{теф}}$) на рис. 2–4. Для случая обычной струи они обозначены как R_1, R_2, R_3, R_4 , для струи из сопла с выемками эти безразмерные длины обозначены как $R_1'', R_2'', R_3'', R_4''$. Поиск эмпирических отношений для величин R_4 и R_4'' в представленной работе не проводился.

С целью количественного описания флуктуаций измеренного полного давления в области сверхзвукового ядра потока предлагается новый подход. В каждой точке области сверхзвукового ядра (длина интервала 1) вычислялся градиент полного давления ($dp_{0x'}/dx'$), который обозначен как β . Параметр β соответствует наклону кривой давления для области сверхзвукового ядра потока. Изменение параметра β по длине сверхзвукового

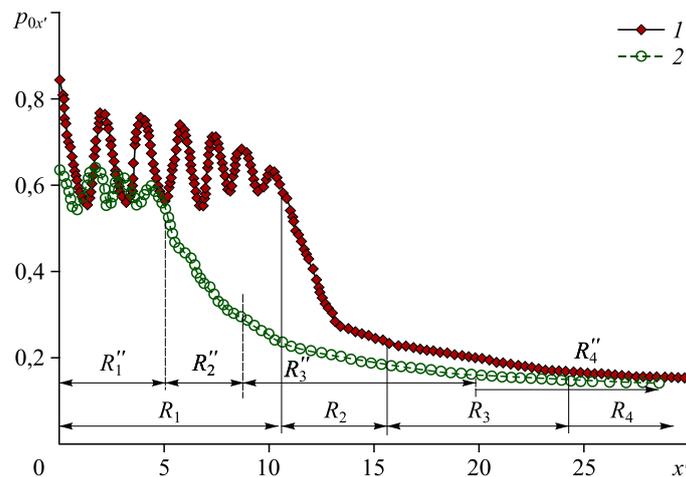


Рис. 4. Полное давление в сверхзвуковой струе вдоль оси при $\text{NPR} = 7,2$ и $M_j = 1,95$ (случай перерасширенного потока). Обозначение см. на рис. 2.

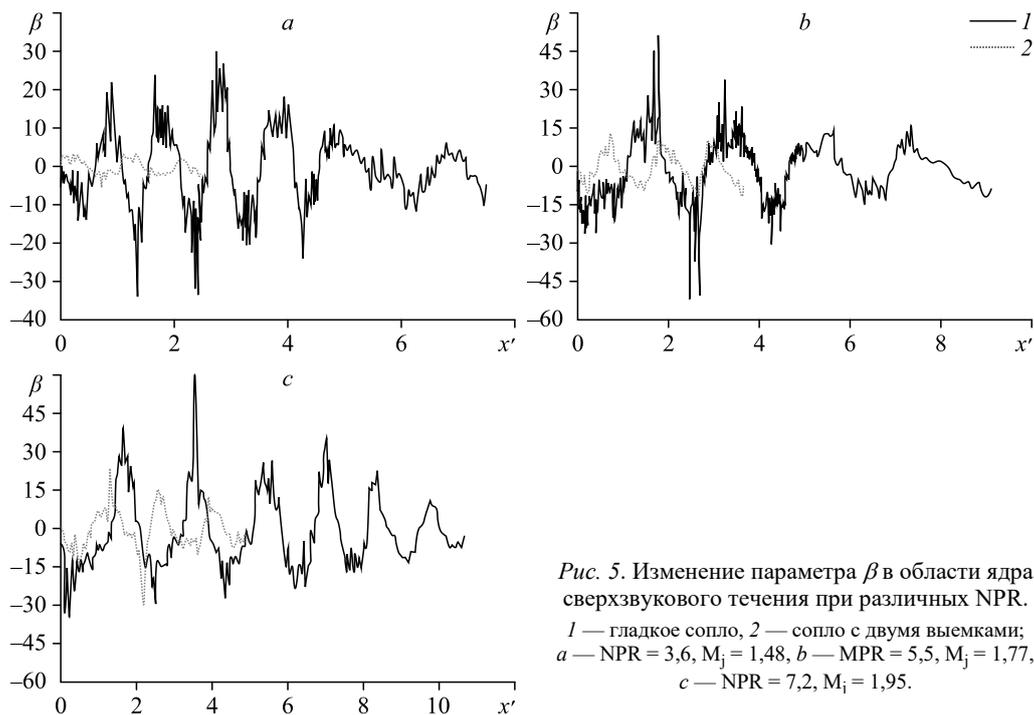


Рис. 5. Изменение параметра β в области ядра сверхзвукового течения при различных NPR.
 1 — гладкое сопло, 2 — сопло с двумя выемками;
 а — NPR = 3,6, $M_j = 1,48$, б — NPR = 5,5, $M_j = 1,77$,
 с — NPR = 7,2, $M_j = 1,95$.

ядра отображено на рис. 5 для трех различных параметров давления NPR и будет подробно обсуждаться в разделе 2.1.4. Также вычислялось среднеквадратичное значение β при NPR = 3,6, 5,5 и 7,2 (см. рис. 2–4) для обоих вариантов сопел по всей длине сверхзвукового ядра потока. Указанные данные представлены в табл. 2. Более высокие величины среднеквадратичной величины β_{rms} соответствуют более сильной ударно-волновой структуре, которая преобладает в сверхзвуковом ядре потока. Из данных табл. 2 видно, что более высокое давление NPR способствует возрастанию параметра β_{rms} , который является индикатором увеличения общей прочности ударно-волновой системы. Когда на обычное сопло наносят пару полукруглых выемок, то величина β_{rms} существенно уменьшается. Это указывает на то, что внесение выемок ослабляет ударно-волновую систему [8, 28]. Данные табл. 2 также позволяют заметить, что нанесение выемок в сопле более эффективно ослабляет ударно-волновую систему для условий перерасширенного потока, чем для условий недорасширенного потока. Похожие выводы можно сделать из анализа среднеквадратичной величины полного давления в сверхзвуковом ядре струи.

Графики на рис. 2 показывают, что для обычной осесимметричной струи характерно большое число пространственных флуктуаций давления на оси сопла по сравнению со случаем сопла с парой выемок. Можно отметить небольшое понижение давления

Таблица 2
 Значение β_{rms} и $(p_0)_{\text{rms}}$ в области сверхзвукового ядра (интервал 1)

NPR	β_{rms}		$(p_0)_{\text{rms}}$	
	Гладкое сопло	Сопло с двумя выемками	Гладкое сопло	Сопло с двумя выемками
3,6	10,18	1,99	0,88	0,7
5,5	12,72	5,95	0,78	0,63
7,2	15,19	7,73	0,66	0,59

вблизи выходного сечения сопла, за которым следует его рост. В области 1 (с длиной R_1) распределение давления имеет ряд колебаний, что является следствием скачков расширения и сжатия [3]. Кривые на рис. 2 также демонстрируют, что средняя амплитуда осцилляций давления для обычного сопла выше, чем для аналогичного сопла с парой выемок. Данные табл. 2 показывают что величина $(p_0)_{\text{rms}}$ в области 1 для обычного сопла и сопла с выемками составляет соответственно 315,4 и 251,1 кПа, (при $\text{NPR} = 3,6$). Вместе с тем, влияние выемок на длину сверхзвукового ядра потока (на длину интервала 1) оказалось существенным. Как видно из распределений на рис. 2, интервал 1 имеет протяженность $x' = 7,5$ для случая сопла без выемок, а длина такой зоны для случая сопла с выемками составляет $x' = 2,5$. Таким образом, для струи, вытекающей из сопла с выемками, длина сверхзвукового ядра R_1 составляет 66 % от случая струи из обычного сопла. Уравнения (1) и (4) показывают, что NPR играет важную роль в определении длин всех характерных интервалов эволюции давления на оси струи. Для случая сопла с выемками длина интервала 1 зависит от протяженности выемки [26, 28], числа выемок и протяженности выемок относительно среза сопла.

Как видно из рис. 2, наличие выемок на поверхности сопла способствует смещению интервала 2 ближе к выходной плоскости сопла (поскольку уменьшается длина интервала 1) по сравнению с обычным соплом. Это может быть связано с образованием вихрей со встречным вращением, а также ударно-волновой системы, происходящих от выемок на сопле (помимо вихрей генерируемых струйным полем течения). Эти парные вихри могут интенсифицировать вовлечение внешней среды в струйное течение. Вовлечение внешней среды в структуру ударно-волновой ячейки может её ослабить в зоне струи вблизи выходного сечения сопла.

На рис. 3 можно видеть изменение полного давления вдоль оси сопла, начиная с выходного сечения ($\text{NPR} = 5,5$ и $M_j = 1,77$). Кривые давления показывают, что поле течения струи имеет меньше пиков давления для случая сопла с выемками по сравнению со стандартным соплом Лавала. Кроме того, амплитуда колебаний давления для случая сопла с выемками становится ниже. Можно предположить, что интенсивность скачков уплотнения для струи, вытекающей из такого сопла, также уменьшится. Значение параметра β_{rms} для струи из сопла с выемками на 50 % ниже по сравнению с его значением для струи из обычного сопла. При этом величина $(p_0)_{\text{rms}}$ для обычного сопла составляет 430,5 кПа против 348,5 кПа для сопла с выемками (см. табл. 2). Нанесение двух выемок на внутренней поверхности круглого сопла уменьшает длину сверхзвукового ядра на 58 % по сравнению со случаем с обычном соплом. Кривые на рис. 2–4 показывают, что средняя амплитуда флуктуаций давления уменьшается с возрастанием NPR для обоих вариантов сопла. При этом для данного осевого расстояния в сверхзвуковой струе средняя амплитуда флуктуаций для струи, вытекающей из сопла с выемками, меньше, чем для обычного сопла без выемок.

На рис. 4 отображено изменение полного давления по оси сопла при $\text{NPR} = 7,2$ и $M_j = 1,95$. Видно, что пространственные флуктуации полного давления имеют большую амплитуду для струи, выходящей из обычного осесимметричного сопла, чем для сопла с выемками. Величины β_{rms} и $(p_0)_{\text{rms}}$ для случая давления в сопле с $\text{NPR} = 7,2$ представлены в табл. 2.

Обобщая вышеизложенное, можно утверждать, что длина интервала 1 (длина сверхзвукового ядра струи) возрастает с увеличением безразмерного давления NPR , что показано на рис. 2–4. Падение полного давления (см. рис. 2) начинается гораздо раньше

для случая струи из сопла с выемками. Из литературы известно, что длина сверхзвукового ядра струи, вытекающей из осесимметричного сопла, выше, чем для сопел с некруглой выходной геометрией [18]. Наличие выемок в целом искажает округлую форму выходного сечения, и струя, вытекающая из сопла с такой геометрией, имеет аэродинамику, близкую к соплу Лавала с некруглой геометрией. Считается, что выемки способствуют росту крупномасштабных вихревых структур на границе струи, а это, в свою очередь, усиливает процессы смешения и способствует более быстрому затуханию струи в осевом направлении. Изменение полного давления, показанное на рис. 2–4, свидетельствует, что ударно-волновые структуры струи сильнее ослаблены для струи из сопла с выемками. Этот вывод следует из уменьшения амплитуды колебания давления в области сверхзвукового ядра потока.

2.1.2. Эффективность выемок

В работе [8] был предложен метод для количественной оценки отличия струи из сопла с выемками и без них. В настоящем исследовании применим тот же метод с использованием вычисления площади A_{sc} , расположенной ниже линии, полученной с помощью полинома третьей степени, аппроксимирующей данные в области сверхзвукового ядра. Эффективность сопла с выемками определяется уравнением

$$(\varepsilon'') = \frac{h_{sc}}{h_{sc}''}, \quad (5)$$

где высота области сверхзвукового ядра для обычного осесимметричного сопла задается соотношением $h_{sc} = A_{sc}/L_1$. Аналогично высота области для случая течения из сопла с выемками задается как $h_{sc}'' = A_{sc}''/L_1''$, где A_{sc}'' — площадь, расположенная ниже кривой, полученной аппроксимацией полиномом третьего порядка для области сверхзвукового ядра для случая сопла с выемками. Вычисленная эффективность влияния выемок на характеристики затухания струи ε составила 1,26, 1,21 и 1,11 для тестов с $NPR = 3,6$, 5,5 и 7,2. Данные настоящего исследования показывают, что выемки более эффективны для недорасширенного потока (то есть при низких уровнях давления NPR). Соответственно, при увеличении числа Маха эффективность выемок понижается.

2.1.3. Падение давления Пито для $L_{50\%}$ и $L_{90\%}$

В табл. 3 приведены значения расстояний, на которых общее давление снижается на 50 % и 90 % при различных NPR . Параметр $L_{50\%}$ определяется как осевое расстояние от сопла, при котором полное давление (манометрическое или избыточное) уменьшается на 50 % от уровня входного (аппаратного) полного давления. Аналогично параметр $L_{90\%}$ означает, что при этом расстоянии остается 10 % от входного давления сопла (манометрическое давление). Как видно из данных, приведенных в табл. 3, нанесение полукруглых выемок на внутреннюю поверхность осесимметричного сопла смещает сечения с 50 %-ым и 90 %-ым падениями давления ближе к выходу сопла по сравнению с осесимметричным соплом без выемок. Так, падение давления на 50 % для струи из сопла с выемками при давлении $NPR = 3,6$ наблюдается при безразмерной координате $x' = 2,7$. А для аналогичного осесимметричного сопла этот процесс имеет место при $x' = 8,1$. Такая же закономерность наблюдается для точки x' при 90 % падения давления.

Таблица 3

Расстояния в струе, соответствующие понижению полного давления на 50 % и 90 %, при трех различных NPR

NPR	$L_{50\%}$, мм			$L_{90\%}$, мм		
	3,6	5,5	7,2	3,6	5,5	7,2
Гладкое сопло	98 $x' = 8,1$	115 $x' = 9,6$	131 $x' = 10,9$	176 $x' = 14,7$	196 $x' = 16,3$	206 $x' = 17,1$
Сопло с двумя выемками	34 $x' = 2,7$	47 $x' = 3,7$	60 $x' = 4,8$	81 $x' = 6,4$	112 $x' = 8,9$	144 $x' = 11,4$

Как видно из данных табл. 3, длина $L_{50\%}$ для сопла с выемками на 67 % меньше, чем для аналога без выемок (для уровня NPR = 3,6). Для параметра $L_{90\%}$ такое уменьшение составило 56 %. Для сопел с NPR = 5,5 длина $L_{50\%}$ для сопла с выемками на 61 % меньше, чем для осесимметричного сопла Лаваля, а длина $L_{90\%}$ сократилась на 46 %. В условиях недорасширенного потока для сопла (например, при NPR = 7,2) параметр $L_{50\%}$ уменьшается на 56 % при нанесении выемок на сопло, а параметр $L_{90\%}$ сокращается на 33 %. Можно отметить, что при увеличении NPR процент сокращения для параметров $L_{50\%}$ и $L_{90\%}$ уменьшается.

2.1.4. Изменение параметра β для области сверхзвукового ядра потока

Для лучшего понимания интенсивности ударно-волновой системы в сверхзвуковой области в данном исследовании применяется новый метод, который включает измерение изменения градиента полного давления ($\beta = dp_{0x}/dx'$) вдоль оси сопла, начиная с выходного сечения. Изменение параметра β соответствует изменению наклона кривой полного давления вдоль продольной координаты. Влияние выемок на ударно-волновую систему для струйного течения можно также объяснить в терминах градиента давления β . При этом локальное значение β может быть как положительным, так и отрицательным. Среднеквадратичная величина параметра β описывает в целом ударно-волновую систему, порожденную сверхзвуковым течением, поэтому β может быть полезным инструментом для анализа ударно-волновых структур. Были проведены вычисления для среднеквадратичной величины параметра β при разных уровнях относительного давления сопла NPR (см. табл. 2). На рис. 5a–5c показана эволюция параметра β в области сверхзвукового ядра для вариантов струй, вытекающих из сопел с выемками и без них. Кривые были получены для трех уровней NPR (3,6, 5,5 и 7,2). Для случая струи из сопла с выемками ударно-волновая система оказалась слабее, чем для обычного сопла Лаваля для всех рассматриваемых вариантов NPR (см. рис. 5a–5c). Так, из данных рис. 5a видно, что для случая осесимметричной струи изменения градиента β сильнее, чем для случая с выемками. Можно отметить, что для базовой геометрии сопла величина β растет с ростом параметра давления NPR (особенно на положительной стороне), и похожая тенденция наблюдается для струи из сопла с выемками. Данные на рис. 5a также показывают, что изменения параметра β гораздо больше для случая осесимметричной струи (хотя эта амплитуда уменьшается по течению в обоих случаях). Аналогичные выводы можно сделать из анализа кривых, представленных на рис. 5b и 5c. Однако при высоких NPR, то есть при величинах 5,5 и 7,2, эта разница в амплитудах становится меньше.

Также видно, что нанесение выемок на сопло дает больший эффект при низких NPR. Кроме того, в области вблизи выхода сопла, то есть для вариантов $x' < 0,6$ при $\text{NPR} = 3,6$, $x' < 1$ при $\text{NPR} = 5,5$ или $x' < 1,2$ при $\text{NPR} = 7,2$ струя из сопла с выемками демонстрирует более сильные градиенты давления по сравнению со струей из эталонного сопла. Как видно из табл. 2, для теста при $\text{NPR} = 3,6$ (условия перерасширенного истечения) среднеквадратичные величины градиента (β_{rms}) для сопла с выемками и без них составляют 1,99 и 10,18 соответственно. Это означает существенное уменьшение величины β_{rms} (на 80,45 %) вследствие влияния выемок на сопле. Для вариантов $\text{NPR} = 5,5$ и 7,2 это снижение составляет 53,22 % и 49,11 % соответственно. Данные наблюдения подтверждают, что с ростом NPR эффективность выемок уменьшается.

2.2. Радиальное распределение полного давления

Для оценки влияния выемок на параметры расширения струи проводилось сравнение радиального профиля давления для сопла с выемками и без них (в направлении оси Y , как показано на рис. 6). Поскольку исследование направлено на изучение влияния выемок на зону сверхзвукового течения, то испытания проводились при осевой координате $x' = 1,3, 5,5$ и $7,2$ для трех рассматриваемых вариантов параметра давления NPR (3,3, 5,5, 7,2). Измеренное по радиальному направлению давление (p_{0y}) пересчитывалось в безразмерную форму путем отнесения к входному давлению сопла p_{0i} . На рис. 6–8 показаны графики, где для удобства используются безразмерные величины (p_{0y}/p_{0i}) для оси x и (y/y_{ref}) для оси y . При этом трубка Пито помещалась на заданную координату x' и с помощью координатного устройства с шагом в 0,25 мм ее перемещали в направлении оси Y (см. рис. 2) начиная от геометрической оси сопла по направлению к внешней границе струи. Полученные радиальные распределения давления показаны на рис. 6–8 для $\text{NPR} = 3,5, 5,5, 7,2$ соответственно для случаев струй из сопла с выемками и из эталонного сопла. Для условий $\text{NPR} = 3,5, 5,5$, и $7,2$ соотношение давлений p_a/p_{0i} на оси x составляет соответственно 0,279, 0,183 и 0,14. Радиальный профиль давления имеет пики в ближней области (для $x' < 3$ для перерасширенного течения и для $x' < 8$ для недорасширенного течения), эти пики порождаются ударно-волновой структурой в поле течения. В радиальном распределении давления максимум наблюдается или на оси сопла,

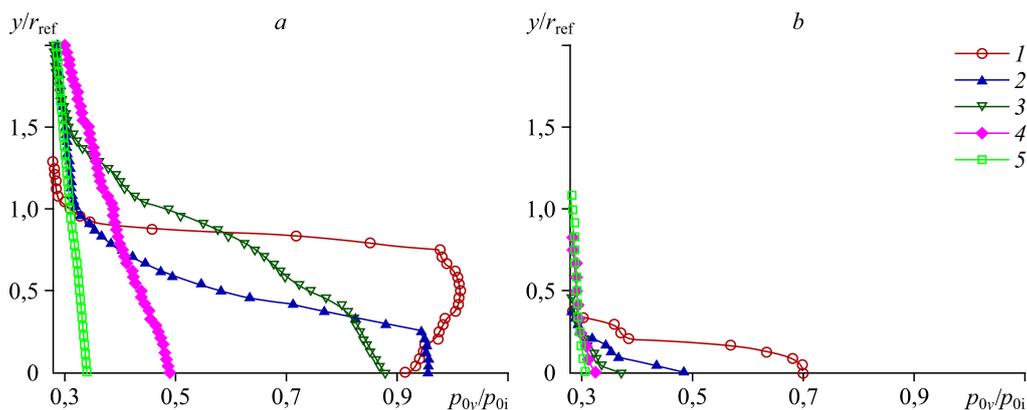


Рис. 6. Радиальные распределения давления в струе при $\text{NPR} = 3,6$ и $M_j = 1,48$ в различных сечениях вдоль оси сопла.
 $x/d_{\text{ref}} = 1$ (1), 3 (2), 5 (3), 8 (4), 12 (5); a — гладкое сопло, b — сопло с выемками.

или на небольшом расстоянии от неё. Минимум измеренного давления означает внешнюю границу струи.

Распределения давлений в радиальном направлении для струи с $NPR = 3,6$ и $M_j = 1,48$ для сопел с выемками и без них приведены на рис. 6. Данные рис. 6а показывают, что для обычной осесимметричной струи в сечении $x' = 1$ имеет место рост давления от оси симметрии (при $y/r_{ref} = 0$) вплоть до границы струи, а далее наблюдается его резкое падение. Для осесимметричной струи давление Пито достигает уровня атмосферного при радиальной координате равной $y/r_{ref} = 1,4$. При этом для струи из сопла с выемками (см. рис. 6б) давление остается постоянным от центра ($y/r_{ref} = 0$) до радиальной координаты $y/r_{ref} = 0,4$. На рис. 6а видно, что в сечении $x' = 3$ давление остается постоянным от $y/r_{ref} = 0$ до $y/r_{ref} = 0,3$, где происходит резкое падение давления, вплоть до координаты $y/r_{ref} = 1$, а затем постепенно к $y/r_{ref} = 2,1$ достигает условий окружающей среды. В случае сопла с выемками распределение давления при координате $x' = 3$ показывает (рис. 6б) резкое падение давления начиная от оси симметрии, при этом давление выравнивается с атмосферным при $y/r_{ref} = 0,5$. Для продольной координаты $x' = 5$ поведение струи в обоих случаях уже одинаково: давление резко снижается по радиальной координате. Также при осевой координате $x' = 8$ распределение давления является более плавным для обоих вариантов сопел. Можно также отметить, что положение максимального давления по осевой координате находится дальше для случая сопла без выемки. Как видно из распределений, представленных на рис. 6а, 6б, струя уширяется вниз по потоку, причем для любого варианта струи. Известно, что при истечении струи из сопла усиленное смещение струи происходит благодаря вихрям, порожденным выемками, и поэтому имеет место более быстрое затухание струи (по сравнению с обычной осесимметричной струей). Как видно, нанесение выемок на сопле вызывает существенные изменения в параметрах смещения струи.

Радиальные распределения давления для сечений с продольными координатами $x' = 1, 3, 5, 8$ и 12 представлены на рис. 7 для струй, вытекающих из сопел обоих типов при условиях $NPR = 5,5$ и $M_j = 1,77$. Радиальное распределение давления для обычной осесимметричной струи при координате $x' = 1$ показано на рис. 7а. В данном распределении, имеющем протяженность до $y/r_{ref} = 1,2$, видны флуктуации давления. Это можно объяснить более сильной ударно-волновой системой для случая обычного сопла

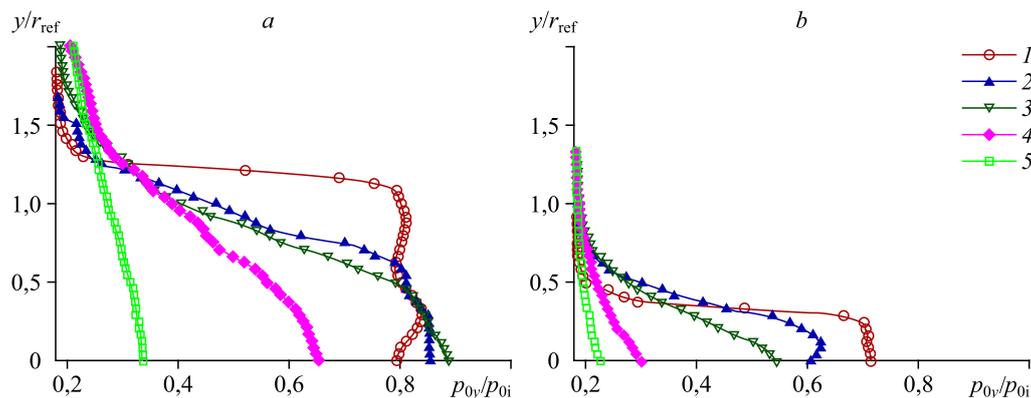


Рис. 7. Радиальные распределения давления в струйном течении при $NPR = 5,5$ и $M_j = 1,77$ в различных сечениях. Обозначения см. на рис. 6.

по сравнению с альтернативным вариантом, где выемки ослабляют ударно-волновую систему. Как видно из кривой для координаты $x' = 1$, струя из сопла с выемками (рис. 7b) ослабевает быстрее, чем для осесимметричного аналога. Это происходит благодаря крупномасштабным вихрям на границе струи. На рис. 7 для случая осесимметричного сопла радиальное распределение давления для $x' = 3$ имеет равномерную, почти прямоугольную форму. Оно продолжается от оси ($y/r_{\text{ref}} = 0$) до радиальной координаты $y/r_{\text{ref}} = 0,5$, а затем давление плавно понижается до уровня атмосферного при $y/r_{\text{ref}} = 1,7$. Для сечения с продольной координатой $x' = 3$ распределение давления для струи из сопла с выемками достигает атмосферного уровня при $y/r_{\text{ref}} = 1$ (см. рис. 7b). Для сечения с продольной координатой $x' = 5$ распределение давления для струи из эталонного сопла имеет максимум на оси и затем плавно понижается (см. рис. 7a). Подобное поведение характерно и для сопла с выемками. Данные рис. 7 показывают, что давление на оси симметрии сопла для обычной осесимметричной струи выше, чем для струи, вытекающей из сопла с выемками. Вместе с тем ширина струи из сопла с выемками меньше, чем для струи из эталонного сопла (в плоскости измерения давления с помощью трубки Пито).

На рис. 8 представлены радиальные распределения давления для сечений с продольными координатами $x' = 1, 3, 5, 8$ и 12 для струй с $\text{NPR} = 7,2$ и $M_j = 1,95$. На рис. 8a видно, что распределение давления в осесимметричной струе при $x' = 1$ остается постоянным в приосевой области, но затем возрастает вплоть до радиальной координаты $y/r_{\text{ref}} = 0,7$. Далее перемещение датчика трубки Пито демонстрирует резкое падение давления, которое стремится к давлению окружающей атмосферы. Для случая струи из сопла с выемками давление возрастает в интервале от $y/r_{\text{ref}} = 0$ до $y/r_{\text{ref}} = 0,5$, а затем понижается до атмосферного уровня. Похожее поведение имеет место для обычной осесимметричной струи и для сечения с координатой $x' = 3$, хотя значения y/r_{ref} максимального давления Пито отличается. Распределение давления в этом же сечении для случая струи из сопла с выемками (рис. 8b) демонстрирует особенность: в интервале от $y/r_{\text{ref}} = 1$ до $y/r_{\text{ref}} = 1,3$ оно немного возрастает, а затем понижается до атмосферного уровня. Видимо, это происходит из-за сильной ударной волны, которая порождается на выемках сопла (рис. 11b). Что касается сечений с координатами $x' = 3, 5, 8$, то можно отметить большую ширину струи из сопла с выемками (в области измерения давления, то есть в плоскости XY), этого не наблюдается в условиях перерасширенного режима течения (рис. 6 и 7). Считается, что управление вихревыми парами может способствовать

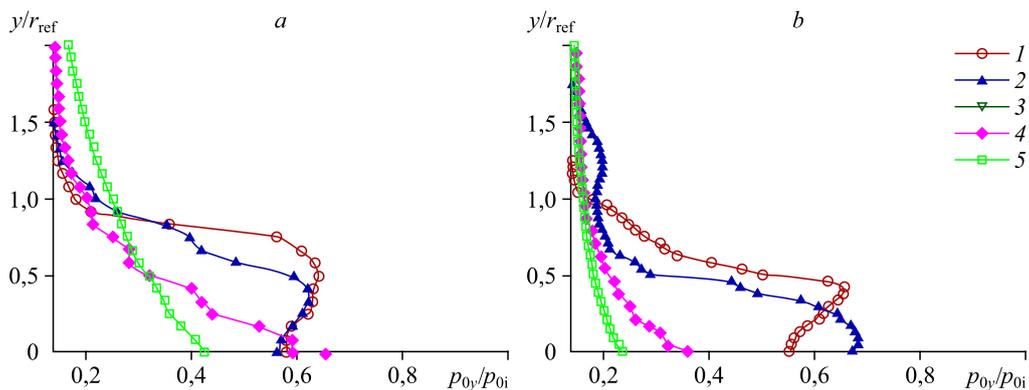


Рис. 8. Радиальные распределения давления в струйном течении при $\text{NPR} = 7,2$ и $M_j = 1,95$ в различных сечениях.

Обозначения см. на рис. 6.

дальнейшему расширению струи [5]. Важно отметить, что при координатах $x' = 3$ и 5 давление потока из сопла с выемками на оси симметрии ($y/r_{\text{ref}} = 0$) выше, чем давление для осесимметричной струи. Очевидно, что для условий недорасширенного течения наличие выемок играет ограниченную роль в ослаблении ударно-волновых структур, особенно в выходной зоне сверхзвукового течения.

Данные рис. 6, 7 показывают, что поперечное расширение струи для случая сопла с выемками меньше, чем для осесимметричного аналога. Сравнение данных, представленных на рис. 6–8, показывает, что для условий перерасширенного потока струя из сопла с выемками затухает быстрее, чем в осесимметричного случае. Это происходит из-за взаимодействия ударных волн в структуре струи с вихрями, порожденными выемками на внутренней стороне сопла. Известно, что появление ударных волн приносит нестабильность в сдвиговый слой, а генерация вихрей на выемках добавляет в него дополнительную нестабильность. Эти нестабильности вызывают разрушение вихрей, что приводит к турбулентности: данные, приведенные на рис. 6 и 7, показывают, что для случая перерасширенного потока (для всех сечений x') измеренное давление в струе выше для осесимметричной струи. Однако это не так для случая недорасширенной струи при координатах сканирования $x' = 3$ и 5 . Ширина радиального распределения давления (см. рис. 6, 7) здесь больше для осесимметричной струи по сравнению с другим вариантом — струи из сопла с выемками. Это свидетельствует о более быстром затухании второго варианта струи для перерасширенного потока. Основной захват струей окружающего газа происходит на границе раздела между турбулентным и нетурбулентным потоками, и эта граница находится на большом расстоянии от оси струи. [29, 30].

2.3. Визуализация потока

Визуализация ударно-волновых структур сверхзвуковых струй, вытекающих из сопел Лавала двух рассматриваемых вариантов конфигураций, осуществлялась с помощью шлирен-метода. Результаты приведены на рис. 9–11 для трех различных условий: $\text{NPR} = 3,6, 5,5$ и $7,2$. Изображения для случаев сопла с выемками фиксировались для плоскостей XY (плоскость, проходящая через выемки на сопле) и XZ . Шлирен-фотографии для структуры потока (рис. 9–11) получены при вертикальном размещении острой диафрагмы. Это позволило визуализировать изображения, которые чувствительны к градиенту плотности вдоль горизонтального направления [31]. Рис. 9 и 10 демонстрируют скачки уплотнения для перерасширенной струи, а на рис. 11 показан случай недорасширенной струи.

На рис. 9 показаны визуализации структур струй, вытекающих из сопел с выемками и без них при $\text{NPR} = 3,6$. На рис. 9a видны две косые ударные волны, которые формируются на выходе сопла. В результате их взаимодействия возникает диск Маха ДМ и отраженные волны, что приводит к повторяющимся «бочкам» вниз по течению. Такие структуры существуют до тех пор, пока давление в струе не выравнивается с давлением в окружающей атмосфере. Длина первой бочки обозначена как δ_1 , она равна расстоянию от выходного сечения сопла до первого диска Маха [32]. Из изображений на рис. 9a видно, что длина первой бочки δ_1 значительно меньше длины второй бочки δ_2 . Шлирен-изображения на рис. 9b показывают, что при наличии выемок на сопле длина бочек на оси струи уменьшается. Для осесимметричной струи с $\text{NPR} = 3,6$ число видимых бочек равно 5 (см. рис. 9a), а для случая аналогичного сопла с выемками наблюдается 6 бочек (см. рис. 9b).

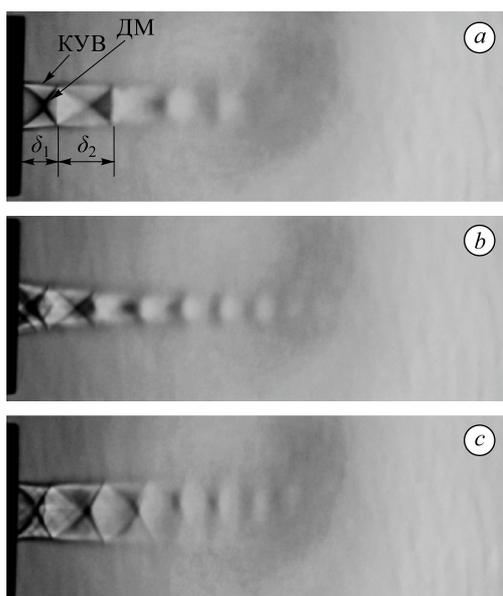


Рис. 9. Визуализация шлирен-методом перерасширенной сверхзвуковой струи при $NPR = 3,6$ и $M_j = 1,48$.

a — гладкое сопло, *b* — сопло с двумя полукруглыми выемками (вид в плоскости XY), *c* — сопло с двумя полукруглыми выемками; (вид в плоскости XZ).

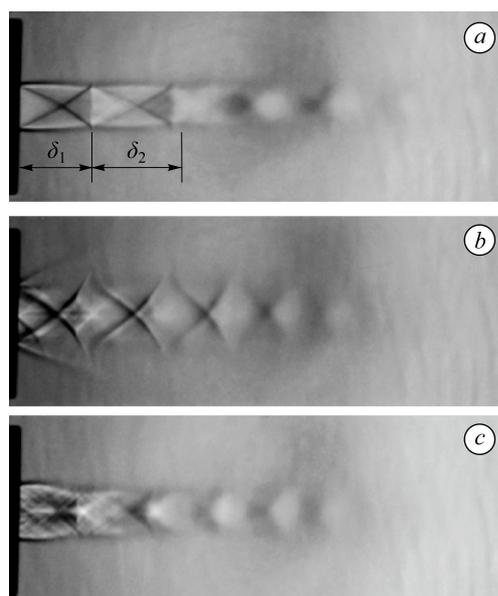


Рис. 10. Визуализация шлирен-методом перерасширенной сверхзвуковой струи при $NPR = 5,5$ и $M_j = 1,77$.

Обозначения см. на рис. 9.

Как видно из структуры струи на рис. 9*b*, размер бочки также сокращается вниз по течению. Рис. 9*c* показывает, что ширина ударно-волновых структур в горизонтальном направлении (плоскость XZ) больше, чем ширина в вертикальном направлении (в плоскости XY).

Шлирен-визуализация для течения с $NPR = 5,5$ и $M_j = 1,77$ приведена на рис. 10. Результаты вышеописанных наблюдений за структурами течения с $NPR = 3,6$ остаются верными и для этого случая, за исключением длины и числа бочек. Как видно на рис. 10*a*, 10*b*, для течения с $NPR = 5,5$ длина бочек выше по сравнению с $NPR = 3,6$. При этом число бочек также больше. Как показывают визуализации на рис. 10*a*, струя из сопла с выемками имеет 4 бочки, а осесимметричная струя создает 6 видимых бочек. Изображение на рис. 10*b* показывает, что наличие выемок на сопле существенно меняет структуру струйного течения: ударно-волновые структуры становятся сложнее. Кроме того, следует отметить, что

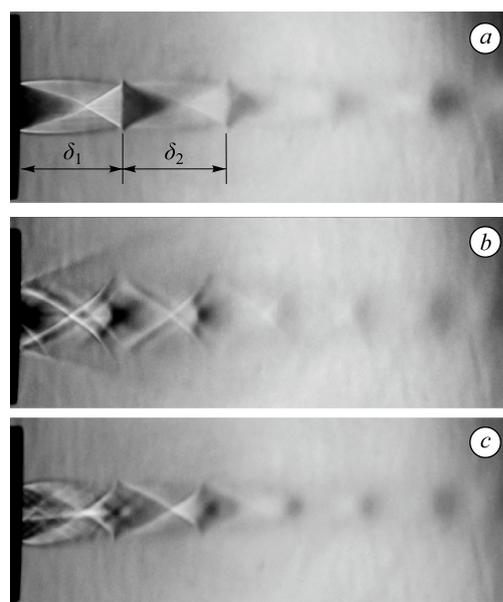


Рис. 11. Визуализация шлирен-методом недорасширенной сверхзвуковой струи при $NPR = 7,2$ и $M_j = 1,95$.

Обозначения см. на рис. 9.

в области вблизи выхода сопла ударно-волновая структура шире в XU плоскости (вертикальная плоскость, проходящая через выемки). Отметим также, что в случае струи из сопла с выемками (рис. 10*b*) бочка имеет сплюснутую ромбовидную форму, что отличается от формы для осесимметричной струи. Как видно из рис. 10*a*, границы осесимметричной струи, расположенные по обе стороны от центральной оси, сходятся вниз по потоку, в то время как альтернативная струя расширяется в плоскости расположения пары выемок. Изображение на рис. 10*b* показывает две ударные волны, берущих начало от верхней и нижней выемок. Вместе с тем, для горизонтальной плоскости (плоскость XZ) структура этой струи (рис. 10*c*) похожа на структуру осесимметричной струи (рис. 10*a*).

На рис. 11 показаны шлирен-фотографии для случаев струи из осесимметричного сопла и из сопла с выемками (при $NPR = 7,2$ и $M_j = 1,95$). Типичная структура струи, вытекающей из осесимметричного сопла, для случая недорасширенного течения приведена на рис. 11*a*. Как и на рис. 10*b*, струя расширяется в плоскости XU . Здесь четко видны типичные ромбовидные структуры. Также видно, что длина первой бочки (δ_1) больше длины второй бочки (δ_2). На рис. 11*b* границы струи в плоскости XU остаются невидимы, при этом заметны сильные ударные волны, порожденные парой выемок сверхзвукового сопла. Структура струи из такого сопла определяется наложением двух различных ударно-волновых структур [33]. Это довольно необычная картина, которая имеет место для недорасширенного сопла. Для случая перерасширенного сопла такого смещения ударно-волновых структур не наблюдается. Видимо, это связано с особенностями, которые представляют собой пару выемок в сопле. В таком случае имеет место ряд эффектов: изменение структуры вихрей вниз по течению от сопла, существенное уменьшение длины сверхзвукового ядра, рост радиального расширения струи, усиление смещения струйного течения [2]. Как видно на изображениях рис. 9–11, длина первой бочки (δ_1) существенно короче для случая перерасширенного потока по сравнению с недорасширенным [34]. Шлирен-визуализация показывает, что для случая осесимметричного сопла число бочек и расстояние от выходного сечения сопла до первого диска Маха возрастают с ростом параметра NPR . В случае сопла с выемками ударные волны, генерируемые на них, усиливаются с ростом параметра NPR (см. рис. 9*b*, 10*b*, 11*b*). Важно отметить, что уширение струи, вытекающей из сопла с выемками, является более значительным для случая недорасширенного режима истечения.

Выводы

В статье представлены результаты экспериментального исследования влияния полукруглых выемок на характеристики сверхзвуковой струи, вытекающей из осесимметричного сопла. Исследование проводилось при трех величинах NPR , а именно: 3,6, 5,5 и 7,2. Эксперименты показали, что нанесение выемок на сопло существенно изменяет ударно-волновую структуру струи и параметры её затухания. Результаты экспериментов позволяют сделать следующие выводы.

1. Для струи с $NPR = 3,6$ длина сверхзвукового ядра (интервал 1) сокращается на 66 % для сопла с выемками по сравнению с эталонным соплом (осесимметричное сопло). Аналогично сокращение этой длины из-за наличия выемок составило для $NPR = 5,5$ 58 % и для $NPR = 7,2$ — 52 %. Можно сделать вывод, что сопло с выемками является более эффективным в отношении усиления смещения струи, чем стандартное сопло с осевой симметрией. Присутствие выемок на сопле также влияет на общие параметры

затухания струи и ударно-волновые структуры, особенно для случая перерасширенного течения в сопле.

2. Эффективность выемок оказалась выше при низких NPR ($\text{NPR} = 3,6$). Более короткое сверхзвуковое ядро потока свидетельствует о высокой эффективности выемок. Эффективность также связана с более низкими величинами параметров β_{rms} и $(p_0)_{\text{rms}}$. Экспериментальные данные показывают, что меньшие величины β_{rms} и $(p_0)_{\text{rms}}$ соответствуют короткой длине сверхзвукового ядра струи из сопла с выемками. Таким образом, выемки более эффективны для условия недорасширенного течения.

3. Сравнение струй, истекающих из осесимметричного сопла и из сопла с выемками при параметре $\text{NPR} = 3,6$, демонстрирует соответственно уменьшение характерных длин $L_{50\%}$ на 67 % и $L_{90\%}$ на 56 %. Аналогично при $\text{NPR} = 5,5$ имеет место уменьшение характерных длин: $L_{50\%}$ на 61 % и $L_{90\%}$ на 46 %. При условии перерасширенного течения ($\text{NPR} = 7,2$) это сокращение благодаря присутствию выемок составляет для $L_{50\%}$ 56 % и для $L_{90\%}$ — 33 %.

4. При условии недорасширенного течения поперечное уширение струи для случая сопла с выемками существенно ниже, чем для стандартного сопла. При этом расширение струи для обоих вариантов сопла оказалось близким для случая недорасширенного течения ($\text{NPR} = 7,2$). Это показывает, что нанесение выемок более эффективно для управления шириной струи в условиях перерасширенного потока.

5. Визуализация шпирен-методом выявила, что расстояние до первого диска Маха увеличивается с ростом параметра NPR. Наблюдения за поведением осесимметричной струи показали, что для условия перерасширенного потока длина первой бочки для сверхзвуковой струи меньше длины второй бочки и наоборот для случая недорасширенного потока. На случай истечения из сопла с выемками это утверждение не распространяется по причине искажений формы бочкообразной структуры волн уплотнения.

Результаты представленной работы могут быть использованы при проектировании камер сгорания в сверхзвуковом режиме, особенно если инжекция сверхзвукового потока происходит в условиях перерасширения. Наличие выемок на сопле позволяет изменять картину распространения струи по сравнению с осесимметричной струей, что оказывает влияние на характеристики смещения струи. При этом в данной работе присутствовало ограничение: геометрия выемок оставалась неизменной. Это может стать предметом дальнейшего исследования, направленного на улучшение смещения струи при условии недорасширенного режима течения.

Обозначения

x — расстояние вдоль центральной оси сопла со струйной геометрией, мм,
 y — расстояние вдоль Y -направления сопла, мм,
 d_e — диаметр выходного среза сопла, мм,
 d_{ref} — эталонный диаметр сопла, мм,
 r_{ref} — эталонный радиус сопла, мм,
 A_e — площадь выходного сечения сопла, мм²,
 A^* — площадь критического сечения сопла, мм²,
 C_{nc} — периметр выходного сечения некруглого сопла, мм,
 C_{lip} — периметр кромки сопла, мм,
 L — характерная длина, мм,
 p_{0i} — входное давление сопла, кПа,
 p_a — атмосферное давление, кПа,
 n — число выемок,

L_1 — длина интервала 1, мм,
 L_2 — длина интервала 2, мм,
 L_3 — длина интервала 3, мм,
 R_1 — безразмерная длина интервала 1,
 R_2 — безразмерная длина интервала 2,
 R_3 — безразмерная длина интервала 3,
 R_4 — безразмерная длина интервала 4,
 ρ_e — плотность потока на выходе сопла, кг/м³,
 u_e — скорость потока на выходе сопла, м/с,
 σ — отношение длин интервалов 3 и 1,
 μ_e — динамическая вязкость на выходе сопла, кг/(м·с),
 $q = p_{0i}/p_a$ — отношение давлений для сопла,
 M_j — число Маха струи,

p_{0x} — измеренное общее давление при различных значениях координаты x , кПа,

p_{0y} — измеренное общее давление при различных значениях координаты y , кПа,

G — геометрический фактор для выемки,
 ε — эффективность выемок,

M_D — расчетное число Маха,

p_{0x}' — безразмерное значение давления для различных значений координаты x (P_{0x}/P_{0i}),

x' — безразмерное значение осевой координаты по направлению потока (x/d_{ref}),

β — градиент полного давления (dp_{0x}'/dx').

Верхние индексы

" — сопло с выемками.

Нижние индексы

g — сопло с выемками,

rms — среднеквадратичное значение.

Список литературы

1. Khan A., Kumar R., Verma S.B., Manisankar S. Effect of cross wire tab orientation on twin jet mixing characteristics // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2018. Vol. 99. P. 344–356.
2. Charyulu B.V.N., Kurain J., Venugopalan P., Sriramulu V. Experimental study on mixing enhancement in two dimensional supersonic flow // *Experiments in Fluids.* 1998. Vol. 24. P. 340–346.
3. McCormick D.C., Bennett J.C. Jr. Vortical turbulent structure of a lobed mixer free shear layer // *AIAA J.* 1994. Vol. 32, No. 9. P. 1852–1859.
4. Lyu B.B., Dowling A.P. An experimental study of the effects of lobed nozzles on installed jet noise // *Experiments in Fluids.* 2019. Vol. 60. P. 176.
5. Zaman K.B.M.Q. Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries // *J. Fluid Mechanics.* 1999. Vol. 383, No. 12. P. 197–228.
6. Andre B., Castelain T., Bailly C. Experimental study of flight effects on slightly underexpanded supersonic jets // *AIAA J.* 2016. Vol. 55, No. 1. P. 57–67.
7. Zhang H.H., Aubry N., Chen Z.H., Wu W.T., Sha S. The evolution of the initial flow structures of a highly under-expanded circular jet // *J. Fluid Mech.* 2019. Vol. 871. P. 305–331.
8. Pakkiya S., Sridhar B.T.N. An experimental study on the effect of square grooves on decay characteristics of a supersonic jet from a circular nozzle // *J. Mechanical Sci. and Technology.* 2018. Vol. 32, No. 10. P. 4721–4729.
9. Wu J., Lim H.D., Wei X., New T.H., Cui Y.D. Flow characterization of supersonic jets issuing from double-beveled nozzles // *J. Fluids Engng.* 2019. Vol. 141, No. 1. P. 011202-1–011202-12.
10. Cai J., Tsai H.M., Liu F. Numerical simulation of vortical flows in the near field of jets from notched circular nozzles // *Computers and Fluids.* 2010. Vol. 39, No. 3. P. 539–552.
11. Kaushik M., Thakur S.P., Rathakrishnan E. Studies on the effect of notches on circular sonic jet mixing // *J. Propulsion and Power.* 2006. Vol. 21, No. 1. P. 211–214.
12. Munday D., Heeb N., Gutmark E., Liu J., Kailasanath K. Acoustic effect of chevrons on supersonic jets exiting conical convergent–divergent nozzles // *AIAA J.* 2012. Vol. 50, No. 11. P. 2336–2350.
13. Lee K., Bae J., Kong B., Lee S. Effect of chevron tip count and shape on the subsonic jet mixing noise emitted from hot air lance // *J. Mechanical Sci. and Technology.* 2014. Vol. 28, No. 11. P. 4573–4581.
14. Запрыгаев В.И., Киселев Н.П., Павлов А.А. Влияние кривизны линий тока на интенсивность продольных вихрей в слое смешения сверхзвуковых струй // *Журн. прикл. механики и техн. физики.* 2004. Т. 45, № 3. С. 32–48.
15. Bogadi S., Sridhar B.T.N. Decay of supersonic rectangular jet issuing from a nozzle with diagonal expansion ramps // *Thermal Sci.* 2019. Vol. 23, Iss. 6, Part B. P. 3929–3940.
16. Mitchell D.M., Honnery D.R., Soria J. Near-field structure of underexpanded elliptic jets // *Exp. Fluids.* 2013. Vol. 54, Iss. 7. P. 1578-1–1578-13.
17. Mohanta P.K., Sridhar B.T.N. Study of decay characteristics of hexagonal and square supersonic jet // *Intern. J. Turbo & Jet-Engines.* 2016. P. 2–19.
18. Mohanta P.K., Sridhar B.T.N. Study of decay characteristics of rectangular and elliptical supersonic jets // *Thermal Sci.* 2017. Vol. 21, Iss. 6, Part B. P. 3001–3010.
19. Сурешкумар А., Сридхар Б.Т.Н. Экспериментальное исследование распада и размывания перерасширенной треугольной сверхзвуковой струи // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2019. № 5. С. 40–51.
20. Davis T.B., Kumar R. Shear layer characteristics of supersonic free and impinging jets // *Shock Waves.* 2014. Vol. 25. P. 507–520.
21. Bell G., Soria J., Honnery D., Edgington-Mitchell D. An experimental investigation of coupled underexpanded supersonic twin jets // *Experiments in Fluids.* 2018. Vol. 59, No. 9. P. 139-1–139-19.

22. **Pourhashem H., Kumar S., Kalkhoran I.M.** Flow field characteristics of a supersonic jet influenced by downstream microjet fluidic injection // *Aerospace Sci. and Technology*. 2019. Vol. 93. P. 105281.
23. **Upadhyay P., Valentich G., Kumar R., Alvi F.** Flow and acoustic characteristics of non-axisymmetric jets at subsonic conditions // *Exp. Fluids*. 2017. Vol. 58. P. 1–18.
24. **Ioannou V., Laizet S.** Numerical investigation of plasma-controlled turbulent jets for mixing enhancement // *Intern. J. Heat and Fluid Flow*. 2018. Vol. 70. P. 193–205.
25. **Tan J., Zhang D., Ly L.** A review on enhanced mixing methods in supersonic mixing layer flows // *Acta Astronautica*. 2018. Vol. 152. P. 310–324.
26. **Elangovan S., Rathakrishnan E.** Studies on high speed jets from nozzles with internal grooves // *The Aeronautical J.* 2004. Vol. 108, No. 1079. P. 43–50.
27. **Andre B., Castelain T., Bailly C.** Experimental exploration of underexpanded supersonic jets // *Shock Waves*. 2014. Vol. 24. P. 21–32.
28. **Vishnu J., Rathakrishnan E.** Acoustic characteristics of supersonic jets from grooved nozzles // *J. Propulsion and Power*. 2004. Vol. 20, No. 3. P. 520–526.
29. **Mistry D., Philip J., Dawson J.R.** Kinematics of local entrainment and detrainment in a turbulent jet // *J. Fluid Mech.* 2019. Vol. 871. P. 896–924.
30. **Katanoda H., Miyazato Y., Masuda M., Matsuo K.** Pitot pressures of correctly-expanded and underexpanded free jets from axisymmetric supersonic nozzle // *Shock Waves*. 2000. Vol. 10. P. 95–101.
31. **Handa T., Urita A.** Experimental study of small supersonic circular jets actuated by a cavity // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2018. Vol. 96. P. 419–429.
32. **Chin C., Li M., Harkin C., Rochwerger T., Chan L., Ooi A., Risborg A., Soria J.** Investigation of the flow structures in supersonic free and impinging jet flows // *J. Fluids Engng.* 2013. Vol. 135, No. 3. P. 031202-1–031202-12.
33. **Tinney C.E., Valdez J., Murray N.** Aerodynamic performance of augmented supersonic nozzles // *Experiments in Fluids*. 2020, Vol. 61. P. 48.
34. **Urzay J.** Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight // *Annual Review Fluid Mechanics*. 2018. Vol. 50. P. 593–627.

*Статья поступила в редакцию 24 июня 2020 г.,
после доработки — 18 сентября 2020 г.,
принята к публикации 23 марта 2021 г.*