

УДК 533.6.011.5

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ СОПЛА С ШЕВРОНАМИ

В. И. Запрягаев, И. Н. Кавун, Н. П. Киселев

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: nkiselev@itam.nsc.ru

Экспериментально исследована пространственная структура течения сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из конвергентного сопла, имеющего на срезе специальные вихреобразователи — шевроны. С использованием коммерческого программного пакета “Fluent” проведено численное моделирование истечения сверхзвуковой недорасширенной струи из сопла, имеющего шевроны на срезе. Показано, что данные эксперимента и расчета удовлетворительно согласуются. Дана оценка влияния шевронов на процесс смешения газа.

Ключевые слова: сверхзвуковая недорасширенная струя, вихреобразующие устройства, шеврон, таб.

Введение. Исследование структуры течения в сверхзвуковой струе при наличии искусственных возмущений является актуальной научной задачей. Такие возмущения создаются с помощью различных устройств — табов, шевронов, гофров, дольчатых смесителей и др., причем шевроны и табы используются как для интенсификации процесса смешения, так и для уменьшения уровня шума, генерируемого струей.

В работе [1], эксперименты в которой проводились с использованием сопла без искусственных возмущений, обнаружено, что в слое смешения сверхзвуковой струи существуют азимутальные неоднородности распределения газодинамических величин — давления, плотности. В работе [2] доказано, что возникновение неоднородностей по азимуту обусловлено наличием продольных вихревых структур типа структур Тейлора — Гертлера. Одним из определяющих факторов возникновения вихревых структур в сверхзвуковых недорасширенных струях является кривизна линий тока [3]. Использование различных вихреобразующих элементов, расположенных на срезе сопла, приводит к существенной перестройке течения в струе и формированию крупномасштабных продольных вихрей как в сверхзвуковых, так и в дозвуковых течениях [4–6]. Искусственные продольные вихри интенсифицируют процесс смешения газов, а также способствуют уменьшению уровня шума, генерируемого струей [6, 7].

Таб представляет собой выступ (щиток), расположенный на омываемой газом или жидкостью поверхности и воздействующий на поток за счет изменения структуры течения [6]. Шеврон — вихреобразующий элемент (вихрегенератор) в форме треугольника (или трапеции), внутренняя поверхность которого является продолжением внутренней поверхности на срезе сопла (рис. 1) [8]. Данные определения применимы к вихрегенератору



Рис. 1. Схема сопла с шевронами

на срезе сопла, из которого вытекает струя со сверхзвуковой скоростью, так как характер взаимодействия потока с вихрегенератором зависит от режима истечения (степени нерасчетности на срезе сопла).

Использование шевронов и табов в соплах двухконтурных турбореактивных авиадвигателей позволяет существенно снизить уровень шума струи. Найдены оптимальные конфигурации сопел с шевронами и табами, для которых при незначительной потере тяги (приблизительно 0,06 %) уровень шума уменьшился на 2,7 дБ [8].

Наряду с экспериментальными развиваются расчетно-теоретические методы исследования шума турбулентных струй. В работе [9] с использованием метода моделирования крупных вихрей исследуются механизмы генерации и распространения шума в трансзвуковых и сверхзвуковых струях при больших числах Рейнольдса, а также формирование акустических волн в сложных струях, истекающих из двухконтурных сопел и сопел с центральным телом. В результате проведенных исследований получены интегральные характеристики течения (тяги, расход), изучено влияние вихреобразователей на уровень шума струи.

В сверхзвуковых струях при наличии крупномасштабных продольных вихрей, генерируемых вихреобразующими элементами типа шевронов и табов, структура течения изучена недостаточно. Целью данной работы является экспериментальное и численное исследование газодинамической структуры течения на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из сопла при наличии на срезе шести вихреобразующих элементов — шевронов. На основе данных численного расчета выполнена оценка влияния шевронов на процесс смещения на начальном участке струи.

Методика эксперимента и экспериментальные данные. Экспериментальное исследование проводилось на струйном модуле гиперзвуковой аэродинамической трубы Т-326 (Институт теоретической и прикладной механики СО РАН) с числом Маха на срезе сопла $M_a = 1,0$ и степенью нерасчетности $n_p = P_a/P_c = 2,64$ (P_a — давление на выходе сопла; P_c — давление в рабочей камере установки). Сверхзвуковая струя истекала в затопленное пространство (воздух) из осесимметричного конвергентного профилированного сопла $M_a = 1$, имеющего на выходе цилиндрический насадок с шестью шевронами. В ходе эксперимента поддерживалось постоянное отношение давлений $N_{pr} = P_0/P_c = 5$ (P_0 — давление в форкамере струйного модуля), число Рейнольдса, вычисленное по диаметру выходного сечения сопла, равно $Re_d = 2,3 \cdot 10^6$. Радиус сопла и насадка с шевронами на выходе равен $R_a = 15$ мм. Шевроны располагались с одинаковым шагом по азимуту и имели форму трапеции с высотой 10 мм, длиной оснований 7 и 4,5 мм. Образующая внутренней поверхности шеврона является продолжением внутренней поверхности сопла на выходе.

На рис. 2 представлены шлирен-фотографии начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из “чистого” сопла и из сопла с шевронами на срезе, полученные с помощью оптической системы визуализации, состоящей из теневого прибора ИАБ-451 и цифровой камеры с разрешением 640×480 пикселей.

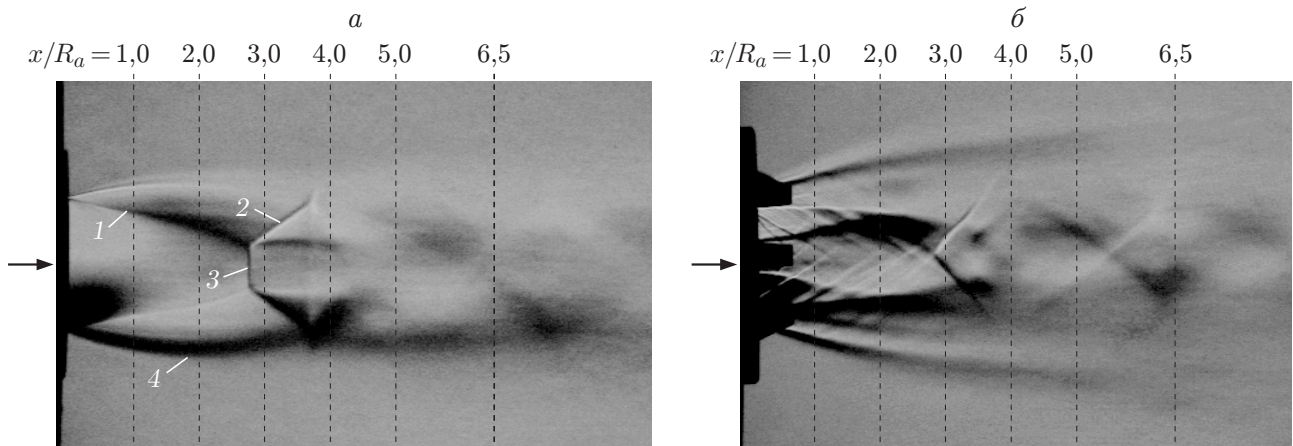


Рис. 2. Шлирен-фотографии сверхзвуковой недорасширенной струи ($M_a = 1,0$, $n_p = 2,64$), истекающей из “чистого” сопла (а) и из сопла с шевронами на срезе (б):

1 — висячий скачок уплотнения, 2 — отраженный скачок, 3 — диск Маха, 4 — граница струи; стрелки — направление потока

С использованием приемника полного давления (трубки Пито), внешний диаметр которого равен 0,6 мм, в различных сечениях сверхзвуковой струи были проведены подробные измерения распределения давления $P_t(r, \varphi)$ (r, φ — радиальная и азимутальная координаты). Для получения полей давления применялась автоматизированная система сбора и обработки данных. Перемещение приемника полного давления проводилось с использованием автоматизированного координатника по трем координатам — продольной x , поперечной r и азимутальной φ . Радиальные и азимутальные профили давления получены в сечениях струи $x/R_a = 1,0; 2,0; 3,0; 4,0; 5,0; 6,5$ (см. рис. 2).

Для свободной сверхзвуковой недорасширенной струи реализуется характерная ударно-волновая структура течения (см. рис. 2,а): висячий скачок уплотнения, отраженный скачок, диск Маха, граница струи. В струе, истекающей из сопла с шевронами (см. рис. 2,б), регистрируется более сложная картина истечения газа: граница струи становится более размытой, шевроны взаимодействуют с потоком сверхзвуковой струи, что приводит к возникновению скачков уплотнения, взаимодействующих друг с другом и пересекающихся на оси струи.

Характерные радиальные профили давления в различных поперечных сечениях струи представлены на рис. 3.

В случае “чистой” струи при $r/R_a = 0,6$, $x/R_a = 2,0$ (см. рис. 3,б) наблюдается скачок давления, соответствующий положению висячего скачка уплотнения; максимум давления $P_t/P_0 = 0,825$ ($r/R_a = 1,2$) соответствует внутренней границе слоя смешения струи, минимальное значение давления $P_t/P_0 = 0,2$ ($r/R_a = 1,6$) — внешней границе струи.

Наличие шевронов существенно влияет на структуру течения недорасширенной струи. Во внутренней области течения ($0,2 < r/R_a < 0,8$) (см. рис. 3,б) наблюдается волнообразное изменение давления, обусловленное наличием ударных волн, формирующихся в результате взаимодействия струи с шевронами и пересекающихся на оси. На оси струи давление выше в случае невозмущенной струи (для сопла с шевронами $P_t/P_0 = 0,55$, для гладкого сопла $P_t/P_0 = 0,47$). Внутренние границы слоя смешения струи, расположенные за шевроном ($\varphi = 0^\circ$, $r/R_a = 0,83$), и при $\varphi = 15^\circ$ ($r/R_a = 0,90$) относительно невозму-

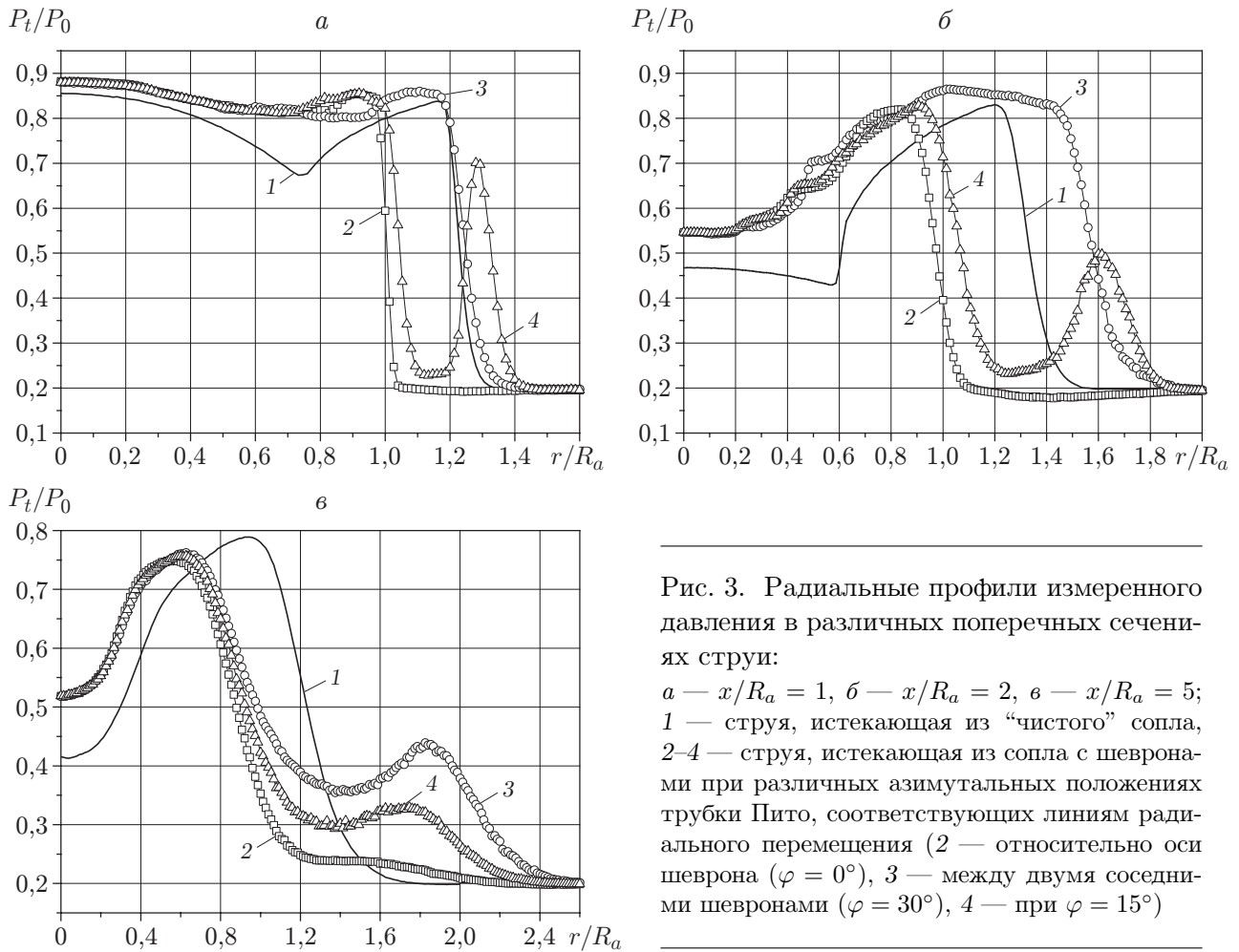


Рис. 3. Радиальные профили измеренного давления в различных поперечных сечениях струи:

a — $x/R_a = 1$, b — $x/R_a = 2$, c — $x/R_a = 5$; 1 — струя, истекающая из “чистого” сопла, 2–4 — струя, истекающая из сопла с шевронами при различных азимутальных положениях трубки Пито, соответствующих линиям радиального перемещения (2 — относительно оси шеврона ($\varphi = 0^\circ$), 3 — между двумя соседними шевронами ($\varphi = 30^\circ$), 4 — при $\varphi = 15^\circ$)

щенной струи смещаются к оси, в то время как внутренняя граница, находящаяся между шевронами ($\varphi = 30^\circ$), смещается от оси ($r/R_a = 1,4$). Внешняя граница струи, расположенная между соседними шевронами (кривые 3 на рис. 3), также отодвигается от оси ($r/R_a = 1,88$), следовательно, поперечные размеры струи увеличиваются. При $\varphi = 0^\circ$ (кривые 2) внешняя граница струи смещается к оси ($r/R_a = 1,1$), что указывает на значительную деформацию границы, обусловленную втеканием низконапорного потока газа из окружающего пространства. При $\varphi = 15^\circ$ (кривая 4 на рис. 3,б), $r/R_a = 1,6$ регистрируется дополнительный максимум давления ($P_t/P_0 = 0,5$), механизм появления которого описан ниже. Висячий скачок уплотнения для струи, истекающей из сопла с шевронами, не регистрируется, что указывает на существенное изменение ударно-волновой структуры сверхзвуковой струи.

По мере удаления от среза сопла (см. рис. 3,в) внутренняя граница слоя смешения смещается к оси относительно невозмущенного течения, а внешняя граница струи удаляется от нее. В других продольных сечениях начального участка струи радиальное распределение давления соответствует радиальным профилям, представленным на рис. 3.

В результате взаимодействия шевронов с потоком сверхзвуковой струи на начальном участке струи формируется сложная ударно-волновая картина течения, появляются дополнительные скачки уплотнения, взаимодействующие друг с другом.

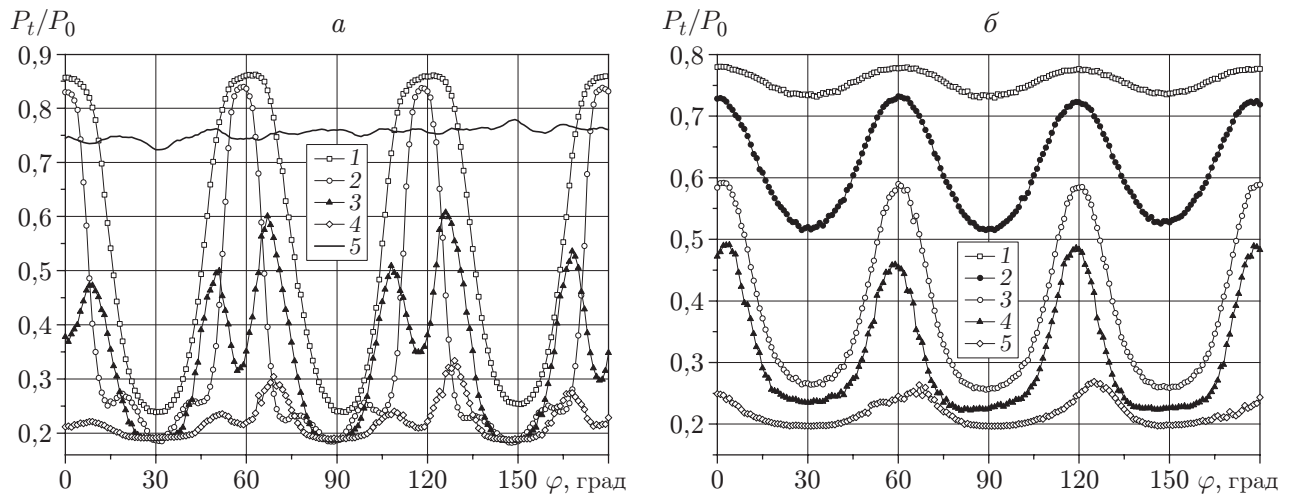


Рис. 4. Азимутальные распределения относительного измеренного давления в различных поперечных сечениях струи:

a — $x/R_a = 2,0$ (1 — $r/R_a = 1,0$, 2 — $r/R_a = 1,27$, 3 — $r/R_a = 1,6$, 4 — $r/R_a = 1,73$, 5 — $r/R_a = 1,27$ (невозмущенная струя)); b — $x/R_a = 4,0$ (1 — $r/R_a = 0,67$, 2 — $r/R_a = 0,8$, 3 — $r/R_a = 1,0$, 4 — $r/R_a = 1,27$, 5 — $r/R_a = 2,13$)

На рис. 4 представлены характерные азимутальные профили относительного давления в поперечных сечениях струи $x/R_a = 2$; 4. Измерения проводились в диапазоне углов $\varphi = 0 \div 360^\circ$, с целью более наглядного представления формы пространственного течения в слое смешения струи на рис. 4 приведены данные, полученные при $\varphi = 0 \div 180^\circ$.

В случае “чистой” струи (кривая 5 на рис. 4, a) наблюдаются азимутальные неоднородности давления, обусловленные наличием естественной шероховатости на внутренней поверхности сопла и продольными вихревыми структурами Тейлора — Гертлера. Продольные вихри могут формироваться при наличии кривизны линий тока в слое смешения струи, когда возникает гидродинамическая неустойчивость сдвигового слоя, обусловленная появлением дополнительных центробежных сил. Малая величина азимутальных неоднородностей давления обусловлена малыми начальными возмущениями в слое смешения струи, величина которых определяется качеством обработки внутренней поверхности сопла. В рассматриваемом случае измеренное значение шероховатости внутренней поверхности сопла составляет 0,25 мкм.

Шевроны существенно трансформируют азимутальный профиль. Минимальные значения давления регистрируются при значениях φ , соответствующих течению в следе за шевроном. Минимальные значения давления сопоставимы с давлением в рабочей камере струйного модуля. На внешней границе струи (кривая 3 на рис. 4, a) помимо основных минимумов возникают дополнительные максимумы давления, значения которых соизмеримы с минимумами. При дальнейшем увеличении радиуса (кривая 4 на рис. 4, a) величина максимумов уменьшается. Появление минимумов и максимумов обусловлено тем, что в результате взаимодействия шевронов с потоком сверхзвуковой струи формируются крупномасштабные продольные вихри.

На рис. 5 представлены экспериментально полученные азимутальные распределения измеренных значений полного давления в различных поперечных сечениях струи, истекающей из сопла с шевронами. В каждом поперечном сечении струи получено 30 ÷ 38 азимутальных распределений давления. Таким образом, для построения топологии течения в каждом поперечном сечении струи использовались результаты измерений в 10 800–13 600

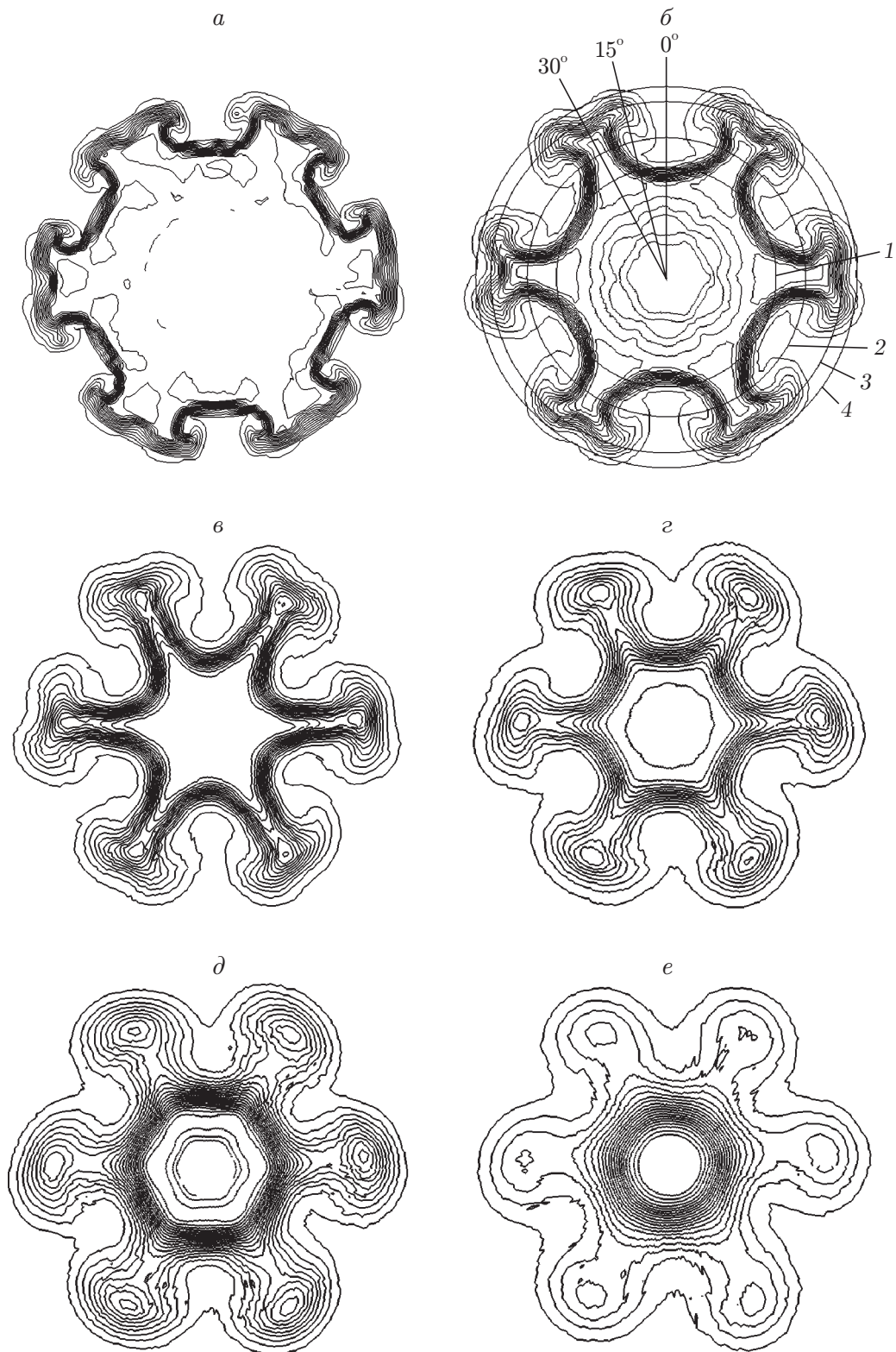


Рис. 5. Изолинии давления, измеренного в различных поперечных сечениях струи:

$a - x/R_a = 1,0$, $б - x/R_a = 2,0$, $в - x/R_a = 3,0$, $г - x/R_a = 4,0$, $д - x/R_a = 5,0$, $e - x/R_a = 6,5$; $1 - r/R_a = 1,00$, $2 - r/R_a = 1,27$, $3 - r/R_a = 1,60$, $4 - r/R_a = 1,73$

точках. Показанные на рис. 5,б азимутальные углы $\varphi = 0; 15; 30^\circ$ соответствуют радиальным лучам, на которых получены профили давления, приведенные на рис. 3. Цифрами 1–4 обозначены радиусы, при которых были получены азимутальные профили давления на рис. 4,а.

Полученная структура течения обусловлена тем, что при взаимодействии шевронов с границей струи происходит формирование крупномасштабных вихревых структур. Каждый шеврон порождает пару продольных противоположно закрученных вихрей. Видно, что вихревые структуры имеют грибовидную форму. Отчетливо прослеживается процесс зарождения, развития и диссипации искусственно созданных возмущений грибовидной формы. Процесс зарождения наблюдается при $x/R_a = 1$, процесс развития — при $x/R_a = 2 \div 3$, процесс диссипации — при $x/R_a = 6,5$. За шевроном ($\varphi = 0^\circ$) вихревое течение направлено таким образом, что низконапорный газ втекает внутрь струи в радиальном направлении (см. рис. 5,б). Между двумя соседними шевронами ($\varphi = 30^\circ$) высоконапорный газ выносится на периферию струи.

Появление вторичного максимума давления при $r/R_a = 1,6$, $\varphi = 15^\circ$ (см. рис. 3,б) можно объяснить, используя изобары в поперечном сечении струи (кривая 3 на рис. 5,б). При $\varphi = 15^\circ$, $r/R_a = 1,6$ регистрируется высоконапорное возвратное вихревое течение, направленное к оси струи.

По мере удаления от среза сопла ($x/R_a = 5,0; 6,5$) происходит “размытие” упорядоченной структуры течения, интенсивность вихревого течения ослабевает, “ножки” грибовидных структур утончаются, давление уменьшается, вихрь отделяется от ядра струи (см. рис. 5,е). Следует отметить, что грибовидные структуры существуют на достаточно большом удалении от среза сопла.

В дозвуковых течениях также регистрируются вихревые структуры грибовидной формы. Например, в работе [10] с использованием методов визуализации проведено экспериментальное исследование дозвуковой струи при наличии упорядоченной шероховатости на внутренней поверхности сопла и акустических возмущений заданной частоты. Отмечено взаимодействие продольных вихревых структур в слое смещения с поперечными вихрями Кельвина — Гельмгольца, в результате чего образуются трехмерные вихревые Λ -структуры, формирующие на внешней границе струи возмущения грибовидной формы.

Численный расчет. Численное исследование проводилось с целью верификации программного пакета “Fluent” для задачи об истечении сверхзвуковой неизобарической струи, а также для получения количественных данных о газодинамической структуре сверхзвуковой струи при наличии на срезе сопла вихреобразующих устройств (табов, шевронов). При этом с использованием $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности течения решались трехмерные уравнения Навье — Стокса.

Расчет проведен для сопла с радиусом выходного сечения $R_a = 15$ мм. На выходе из сопла расположены шесть шевронов (см. рис. 1). Число Маха на срезе $Ma_a = 1$, степень нерасчетности струи $n_p = 2,64$, число Рейнольдса, вычисленное по диаметру d выходного сечения сопла, равно $Re_d = 2,3 \cdot 10^6$. Расчетная область представляет собой сегмент, размер которого равен $1/12$ цилиндра длиной $x/R_a = 5,0$ и радиусом $r/R_a = 3,33$. Боковые плоскости сегмента являются плоскостями симметрии задачи, одна из которых проходит через середину шеврона, другая — на равном расстоянии от соседних шевронов. Количество ячеек в расчетной области составляет примерно 0,5 млн.

Для оценки достоверности полученные расчетные данные сравнивались с результатами эксперимента, проведенного при тех же геометрических и газодинамических параметрах. На рис. 6 показано радиальное распределение давления P_t/P_0 в поперечном сечении струи $x/R_a = 1$ при различных значениях угла φ . Показаны распределения давления вдоль радиальной линии, проходящей через середину шеврона при $\varphi = 0^\circ$ (см. рис. 6,а), вдоль

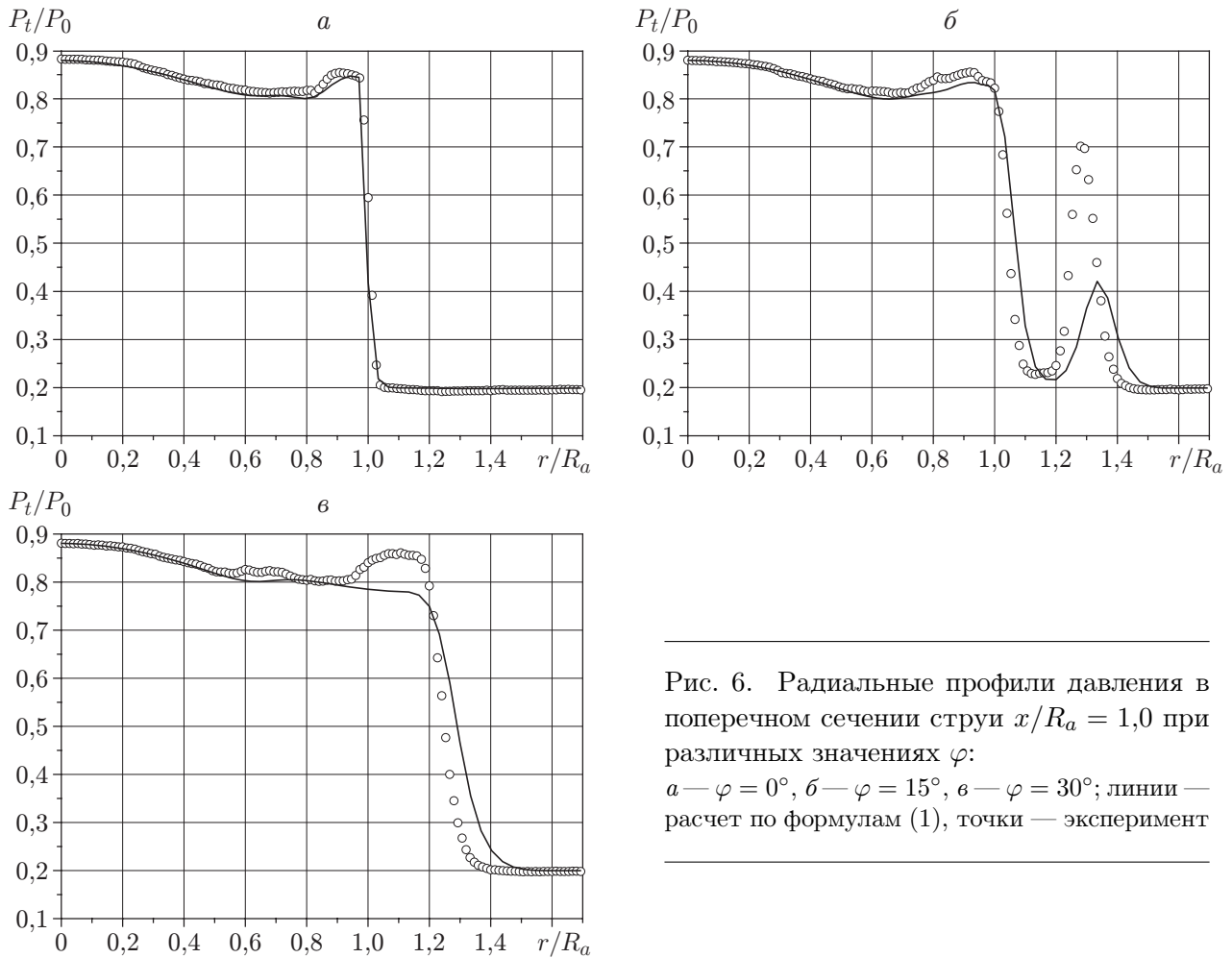


Рис. 6. Радиальные профили давления в поперечном сечении струи $x/R_a = 1,0$ при различных значениях φ :
 а — $\varphi = 0^\circ$, б — $\varphi = 15^\circ$, в — $\varphi = 30^\circ$; линии — расчет по формулам (1), точки — эксперимент

линии при $\varphi = 15^\circ$ (см. рис. 6,б), а также вдоль линии, проходящей на равном расстоянии между соседними шевронами при $\varphi = 30^\circ$ (см. рис. 6,в). Вследствие того что в эксперименте полное давление измеряется трубкой Пито, численные данные необходимо привести к виду, пригодному для сравнения с результатами эксперимента. Полученные в расчете значения статического давления p и локального числа Маха M_x вдоль осевого направления x использованы для пересчета распределения давления P_t/P_0 по формулам, приведенным в [11]:

$$\frac{P_t}{P_0} = \begin{cases} \frac{p}{P_0} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)^{k/(k-1)}, & M_x < 1, \\ \frac{p}{P_0} \left(\frac{2k}{k+1} M_x^2 - \frac{k-1}{k+1}\right) \left(\frac{4k}{(k+1)^2} - \frac{2(k-1)}{(k+1)^2 M_x^2}\right)^{-k/(k-1)}, & M_x \geq 1 \end{cases} \quad (1)$$

(k — показатель адиабаты воздуха).

На рис. 6 видно, что данные эксперимента и расчета удовлетворительно согласуются. Наибольшее различие наблюдается при значениях $\varphi = 15^\circ$, $r/R_a = 1,3$ (см. рис. 6,б), соответствующих вторичному максимуму давления. В ядре потока расчетные и измеренные значения давления хорошо согласуются. В слое смешения струи наблюдается только качественное соответствие. Это обусловлено тем, что используемая в расчетах модель

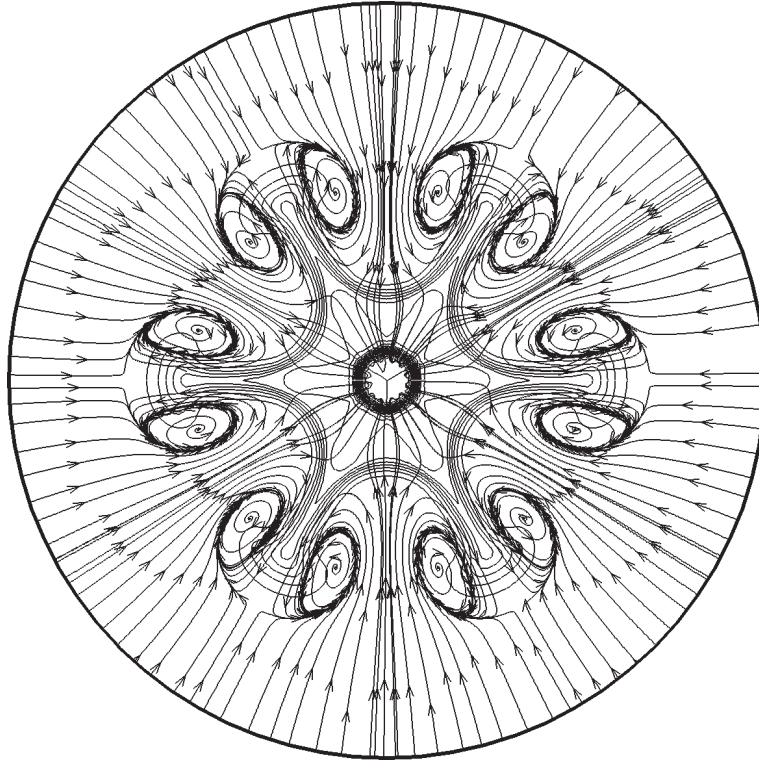


Рис. 7. Линии тока, построенные по радиальной и азимутальной компонентам вектора скорости в сечении струи $x/R_a = 3$

турбулентности позволяет качественно описать реальную структуру течения, однако воспроизвести все элементы течения не удается.

На рис. 7 приведены линии тока, построенные по радиальной и азимутальной компонентам вектора скорости в поперечном сечении струи $x/R_a = 3$. Видно, что каждый шеврон порождает парный вихрь, возникающий вблизи его боковой поверхности и распространяющийся далее вниз по потоку. Течение имеет грибовидную структуру и состоит из шести парных вихрей, что качественно согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 5). При удалении от среза сопла поперечные размеры вихрей увеличиваются, а их интенсивность уменьшается.

На основе данных расчета вычислен массовый расход в сечении x/R_a газа G , истекающего из “чистого” сопла и сопла с шевронами:

$$G(x/R_a) = \int_s \rho V_x ds.$$

Здесь ρ — плотность газа; V_x — осевая компонента вектора скорости; s — площадь поперечного сечения расчетной области. Установлено, что при увеличении продольного расстояния массовый расход в сечении расчетной области для струи, истекающей из сопла с шевронами, линейно возрастает и превышает соответствующее значение расхода для невозмущенной струи примерно на 20 % (при $x/R_a = 5$).

Заключение. Исследована структура течения сверхзвуковой осесимметричной недорасширенной струи, истекающей из конвергентного сопла с шестью шевронами на срезе. В результате взаимодействия шеврона с потоком струи происходят трансформация стационарной структуры струи и формирование крупномасштабных вихревых структур

грибовидной формы. Численное моделирование сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из сопла с шевронами, позволило определить структуру продольных вихрей, генерируемых вихребразующим элементом, а также выявить особенности формирования грибовидных структур в слое смешения. Возникновение вторичного максимума в радиальном распределении измеренного полного давления на границе струи обусловлено изменением направления высоконапорного потока газа (к оси струи). Численное исследование показывает, что на расстоянии $x/R_a = 5$ толщина слоя смешения при наличии шевронов увеличивается на 20 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Запрягаев В. И., Солотчин А. В.** Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи. Новосибирск, 1988. (Препр./ СО АН СССР. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 23-88).
2. **Запрягаев В. И., Солотчин А. В.** Трехмерная особенность структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе // ПМТФ. 1991. № 4. С. 42–47.
3. **Запрягаев В. И., Киселев Н. П., Павлов А. А.** Влияние кривизны линий тока на интенсивность продольных вихрей в слое смешения сверхзвуковых струй // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 3. С. 32–43.
4. **Krothapalli A., Buzyna G., Lourenco L.** Streamwise vortices in an underexpanded axisymmetric jet // Phys. Fluids. A. 1991. V. 3, N 8. P. 1848–1851.
5. **MacCormic D. C., Bennett J. C. (Jr.)** Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer // AIAA J. 1994. V. 32, N 9. P. 1852–1859.
6. **Samimy M., Zaman K. B. M. Q., Reeder M. F.** Effects of tabs on the flow and noise field of an axisymmetric jet // AIAA J. 1993. V. 31, N 4. P. 609–619.
7. **Khritov K. M., Kozlov V. Ye., Krasheninnikov S. Yu., et al.** On the prediction of turbulent jet noise using traditional aeroacoustic methods // J. Aeroacoustic. 2005. V. 4, N 3/4. P. 289–324.
8. **Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J.** Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles // AIAA J. 2003. V. 41, N 3. P. 372–378.
9. **Шур М. Р., Спаларт Ф. Р., Стрелец М. Х.** Расчет шума сложных струй на основе “Первых принципов” // Мат. моделирование. 2007. Т. 19, № 7. С. 5–26.
10. **Литвиненко М. В., Козлов В. В., Козлов Г. В., Грек Г. Р.** Влияние продольных полосчатых структур на процесс турбулизации круглой струи // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 3. С. 50–60.
11. **Петунин А. Н.** Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.

*Поступила в редакцию 9/II 2009 г.,
в окончательном варианте — 16/III 2009 г.*