

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ СОПЛА
НА ПРОДОЛЬНЫЕ ВИХРЕВЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ
В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ**

УДК 533.6.011

В. И. Запрягаев, А. В. Солотчин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Структура сверхзвуковой неизобарической струи включает в себя систему скачков уплотнения, волн разрежения и слоев смешения. Относительно недавно было установлено, что на границе сверхзвуковой осесимметричной струи, истекающей в затопленное пространство, существует стационарная азимутальная неравномерность в распределении газодинамических параметров [1, 2], которая идентифицируется с неоднородностью, возникающей в потоках со стационарными продольными вихрями. Трехмерная структура обнаружена также и в струях разреженного газа [3, 4]. Течение с продольными вихрями в сверхзвуковых нерасчетных струях при больших числах Рейнольдса исследовалось также на других установках, где кроме зондовых методов измерения и шлирен-снимков течения применялась визуализация поперечного сечения струи с использованием метода лазерного ножа [5, 6].

Возникновение трехмерных особенностей в слое смешения сверхзвуковой струи авторы связывают с гертлеровской неустойчивостью, что подтверждается расчетами, приведенными в [7]. Влияние шероховатости внутренней поверхности сопла на формирование продольных вихрей в струе не достаточно изучено, хотя и делались попытки [5]. Существенное различие в азимутальном распределении газодинамических величин на одних и тех же режимах истечения струй, но из разных сопел и на различных установках [1, 2, 5, 6, 8] указывает на наличие неконтролируемого параметра, влияющего на режим формирования и развития продольных вихревых структур. Таким параметром может быть шероховатость поверхности сопла.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального изучения влияния искусственных микронеровностей поверхности сопла на образование и развитие продольных вихревых структур на начальном участке высокоскоростной струи.

1. Эксперименты проведены на струйной установке Института теоретической и прикладной механики СО РАН. В качестве объекта исследования выбрана высокоскоростная струя холодного воздуха с температурой торможения $T_0 = 273$ К, истекающая из осесимметричного сопла в затопленное пространство с атмосферным давлением P_h и температурой $T_h = 293$ К.

Число Рейнольдса Re_d определялось по параметрам потока на срезе сопла и по его диаметру d_a , а число Маха на срезе сопла M_a — по геометрии сопла. В табл. 1 приведены значения диаметра дозвуковой входной части сопла d_s , длины сопла L_a и отношения давления на срезе сопла к давлению в окружающем пространстве P_a/P_h .

Схемы сопел 1 и 2 представлены соответственно на рис. 1, а и б. Сверхзвуковое сопло 1 с диаметром выходной части $d_a = 20$ мм и длиной $L_a = 90$ мм устанавливалось в переходник 2, длина которого $L_1 = 67$ мм (рис. 1, а). Угол полураствора конической (сверхзвуковой) части сопла 8° . Сопло крепилось на поворотное устройство 3, с помощью которого происходило вращение сопла с постоянной угловой скоростью, равной одному обороту за 60 с. Проставка 4 закреплялась на верхней крышке форкамеры 5, внутренний диаметр

Таблица 1

Номер сопла	L_a	d_a	d_s	Re_d	P_a/P_h	M_a
	мм					
1	90,0	20,0	42,0	$5,05 \cdot 10^6$	4,12	1,5
2	105	40,0	87,0	$1,58 \cdot 10^6$	$1,0 \div 2,0$	1,0

которой равен 330 мм. Профиль сопла 2 (рис. 1, б) выполнен по формуле Витошинского. Длина цилиндрической (дозвуковой) части сопла $\Delta L = 250$ мм.

Установлено, что пространственная неоднородность в струе «привязана» к поверхности сопла. Поэтому за счет вращения сопла вокруг оси было реализовано азимутальное перемещение струи относительно пневмоприемника полного давления. Приемник полного давления (трубка Пито) с внешним диаметром 0,6 мм крепился к измерительному координатнику, изготовленному на основе микровинта и шагового электродвигателя. Координатник обеспечивал перемещение пневмоприемника по радиусу и вдоль оси струи с точностью 0,05 и 0,1 мм соответственно. Вращение сопла (включая его дозвуковую часть) осуществлялось с постоянной угловой скоростью. Сигнал с датчика для измерения полного давления P_0 подавался на двухкоординатный самописец. Данная схема позволяла исследовать изменение полного давления в зависимости как от радиуса струи r , так и от азимутального угла φ . Положение трубы Пито определялось координатами x, r и углом наклона вектора скорости к оси струи, который находился с учетом имеющихся представлений о поле течения и теневых фотоснимков. Давление в ресивере струйной установки P_t поддерживалось постоянным с точностью 2 %. Измерения были проведены на различных расстояниях от выходного сечения сопла ($x/r_a = 1 \div 4$, $r_a = d_a/2$).

Радиальный профиль скорости в непосредственной близости от среза сопла ($x/r_a = 0,015$) измерялся с помощью плоского приемника полного давления с внешними размерами $0,2 \times 1,2$ мм. Давление в струе P_0 или P'_0 и в форкамере установки P_t измерялось с помощью индуктивных датчиков, калибровка которых проводилась как до эксперимента, так и после него. Температура в форкамере T_t измерялась термометром сопротивления. В процессе измерений была задействована система сбора данных на основе крейта КАМАК, сопряженного с персональной ЭВМ.

При исследовании влияния неровностей внутренней поверхности сопла на возникновение и развитие вихревых структур в слое смешения струи необходимо знать состояние пограничного слоя на выходе из сопла. Расчет сжимаемого течения в сопле при наличии продольного градиента давления является нетривиальной задачей, поэтому ограничимся приближенными оценками, которые будут сравниваться с результатами измерений.

Для безградиентного ламинарного течения число Рейнольдса Re_{δ^*} , найденное по параметрам внешнего потока и толщине вытеснения, при $0 < M < 5$ может быть оценено с точностью до 5 % по формуле [9]

$$Re_{\delta^*} = 1,73(1 + 0,5(\gamma - 1)M^2)\sqrt{Re_x}, \quad (1.1)$$

где Re_x — число Рейнольдса, определенное по длине x . Взяв в качестве характерной длины длину сопла $x = L_a + \Delta L$, получим выражение для оценки толщины вытеснения:

$$\delta^* = 1,73(1 + 0,5(\gamma - 1)M^2)\sqrt{Ld/Re_d}. \quad (1.2)$$

Оценки дают $\delta^* = 0,05$ и $0,13$ мм для сопла 1 и 2 ($Re_d = 1,06 \cdot 10^6$) соответственно.

На рис. 2 приведен профиль скорости (точки 1) слоя смешения дозвуковой струи, измеренный вблизи среза сопла 2 на расстоянии $x = 0,015r_a$ (r_a — радиус сопла). При этом давление в форкамере $P_t = 165$ кПа, а $Re_d = 1,06 \cdot 10^6$. По оси ординат отложена относительная скорость u/U_a , вычисленная по измеренному давлению P_0 (U_a — скорость струи

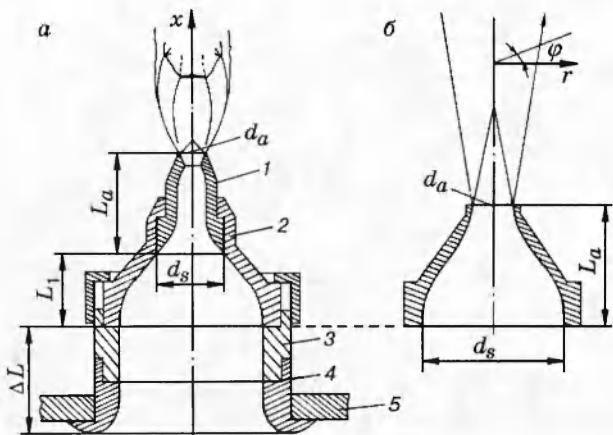


Рис. 1

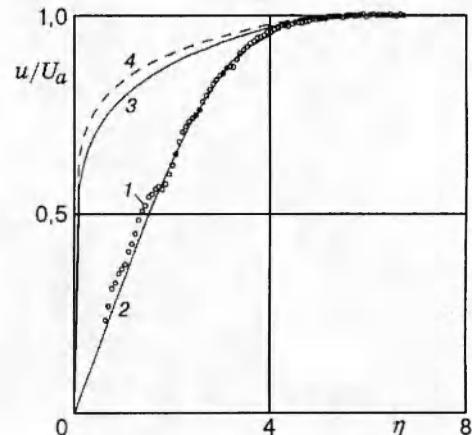


Рис. 2

на срезе сопла). Безразмерная радиальная координата (как и в [10]) $\eta = r \sqrt{U_a / \nu_a L_e}$. Здесь ν_a — кинематическая вязкость на срезе сопла; $L_e = 153$ мм — характерный продольный размер ($L_a < L_e < L_a + \Delta L$). Данное значение L_e принято из условия совпадения измеренного профиля скорости с профилем Блазиуса при некотором значении радиуса, когда $u/U_a = 0,5$. Для сравнения на рис. 2 нанесены профили вида $u/U_a = (r/\delta)^m$ для $m = 1/7$ и $1/9$, соответствующие турбулентному режиму течения (линии 3 и 4). Видно, что измеренный профиль скорости хорошо совпадает с профилем Блазиуса (линия 2). Принятое значение L_e оказывается больше длины сопла, но меньше $L_a + \Delta L$, что обусловлено как градиентным течением, так и влиянием осесимметричности течения.

Из анализа результатов, приведенных на рис. 2, можно сделать два вывода. Во-первых, течение в конвергентном сопле при $d_a = 40$ мм и $Re_d \sim 10^6$ ламинарное. Это, на наш взгляд, является важным, так как было известно [11], что переход от ламинарного режима истечения струи к турбулентному из сопла с $d_a = 50$ мм происходит при $Re_d = 10^4$. Во-вторых, использование простых соотношений для плоской пластины без учета градиентности позволило получить удовлетворительное соответствие оценок толщины ламинарного пограничного слоя в сопле. Последний фактор отмечен в [12] при оценке параметров пограничного слоя в гиперзвуковых соплах. Экстраполируя данные измерения профиля скорости в струе, истекающей из сопла 2, можно предположить, что для сопла 1 при $Re_d = 4,1 \cdot 10^6$ реализуется ламинарный режим течения на срезе сопла. Сказанное подтверждают сводные экспериментальные данные по ламинарно-турбулентному переходу в аэродинамических трубах, которые для острых конусов при $M = 1,5$ дают числа Рейнольдса перехода $Re_t = (3 \div 7) \cdot 10^6$ [13, 14]. В данном случае безотрывное течение внутри сопла существует при отрицательном градиенте давления, который оказывает стабилизирующее действие на развитие возмущений Толлмина — Шлихтинга, что увеличивает значения чисел Рейнольдса перехода по сравнению с данными для безградиентного течения [10].

2. Выбор величины неровности поверхности сопла осуществлялся с помощью критерия Драйдена [9, 15], согласно которому существенное влияние неровности на число Рейнольдса перехода происходит при $Re_k = (U_\infty k) / \nu_\infty$, где k — величина неровности. Это соотношение указывает на то, что влияние на состояние пограничного слоя оказывается эффективным при $k \sim \delta^*$.

В наших экспериментах шероховатость поверхности сопла 1 имела три вида: одна естественная — инструментальная шероховатость (в дальнейшем просто естественная) с величиной отдельных элементов не более 0,002 мм; две искусственные, т. е. в виде про-

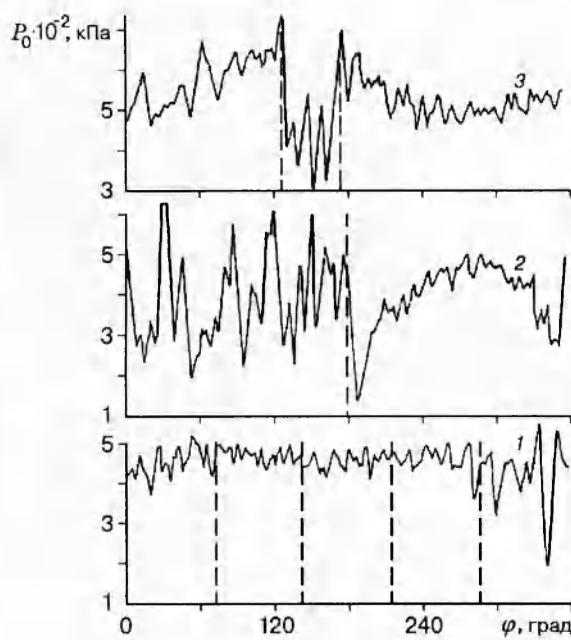


Рис. 3

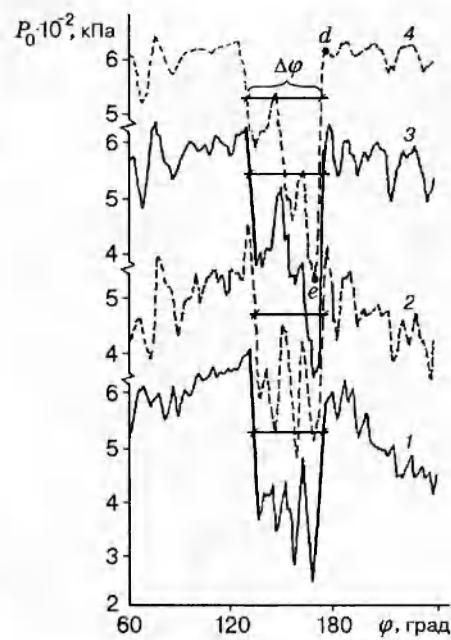


Рис. 4

дольных царапин глубиной порядка 0,05 мм, шаг и местоположение которых варьировались, и в виде песчаной шероховатости, размер песчинок которой составлял $0,05 \div 0,08$ мм. Песчинки наклеивались на отдельные участки поверхности. Размеры песчинок и их положение на внутренней поверхности сопла контролировались по микрофотографиям, полученным с использованием микроскопа. Таким образом, относительная величина неровностей $k/\delta^* \sim 0,04$ и ~ 1 для естественной и искусственной шероховатостей соответственно. Визуализация структуры течения сверхзвуковой недорасширенной струи осуществлялась шлирен-методом.

Зондовые измерения неравномерности распределения полного давления $P'_0(\varphi)$ в зависимости от азимутального угла φ при различной шероховатости внутренней поверхности сопла 1 представлены на рис. 3. Опытные данные соответствуют удалению пневмоприемника от сопла на расстояние $x/r_a = 2,0$. Кривая 1 характеризует сопло, на внутренней поверхности которого нанесены царапины глубиной 0,05 мм с шагом 1 и 2°. Царапины наносились на различные участки внутренней поверхности сопла: на дозвуковой и сверхзвуковой, в область критического сечения, на торец сопла, а один сегмент сопла имел естественную шероховатость (контрольная поверхность). Вся окружность сечения сопла была разбита на пять равных сегментов по 72°. Кривая 2 соответствует песчаной шероховатости, нанесенной в область критического сечения сопла в диапазоне $\varphi = 0 \div 180^\circ$ ($\varphi = 180 \div 360^\circ$ — диапазон естественной шероховатости). Размер приклеенных на поверхность частиц в данном случае составлял $(0,08 \pm 0,02)$ мм, их калибровка проводилась путем просеивания через два сита. Частицы были приклейены одним слоем в виде полосы шириной 1 мм. Кривая 3 относится к более мелким частицам с поперечным размером 0,05 мм, которые были приклейены на внутренней поверхности сопла вблизи его среза в диапазоне азимутальных углов $\varphi = 130 \div 180^\circ$.

Из сравнения представленных зависимостей давления P'_0 от угла φ (при искусственной шероховатости) с аналогичными зависимостями (при естественной шероховатости сопла) [1, 2, 5–8] следует увеличение амплитуды вариаций полного давления при дополнительной шероховатости. Наблюдается более сильное влияние на амплитуду вариаций полного да-

вления песочной шероховатости по сравнению с царапинами в сопле (достаточно сравнить кривую 1 с 2, 3).

Амплитуда вариаций полного давления для кривой 1 соизмерима с амплитудой вариаций полного давления P'_0 , соответствующих участкам с естественной шероховатостью кривых 2 и 3. Шероховатость в районе критического сечения увеличивает амплитуду вариаций P'_0 , что объясняется большим размером песчинок. На кривой 3 отчетливо выделяется неравномерность распределения полного давления в диапазоне $\varphi = 130 \div 180^\circ$, которая соответствует песочной шероховатости.

При анализе результатов, приведенных на рис. 3, следует отметить рост амплитуды вариаций полного давления при прохождении потоком поверхности сопла с увеличенной шероховатостью. В данном случае можно говорить о росте интенсивности вихрей, которая косвенно определяется максимальным и минимальным отклонением полного давления от среднего уровня. Наряду с увеличением амплитуды вариаций полного давления отмечается уменьшение осредненного измеряемого давления $\langle P'_0(\varphi) \rangle$, где угловые скобки означают осреднение по φ . Уменьшение $\langle P'_0 \rangle$, скорее всего, обусловлено интенсификацией перемешивания и увеличением толщины слоя смешения на участках струи, соответствующих искусственной шероховатости в сопле.

На рис. 4 представлены графики зависимости полного давления от азимутального угла для третьего случая, когда шероховатость нанесена в диапазоне $\varphi = 130 \div 180^\circ$ при $x = x/r_a = 1; 2; 3; 4$. Наблюдается «провал» в зависимости $\langle P'_0(\varphi) \rangle$, что отвечает диапазону углов, где нанесена шероховатость. Другой важный результат исследования заключается в малой расходимости возмущений, вызванных шероховатостью, при их распространении в слое смешения сверхзвуковой струи.

При выбранных газодинамических параметрах струи протяженность «провала» по азимуту $\Delta\varphi$, определяемая угловым расстоянием, измеренным при $P'_0 = (P'_{0e} + P'_{0d})/2$ в сечениях $x/r_a = 1; 2; 3; 4$, изменяется незначительно и отвечает $\Delta\varphi = 40; 40; 43; 45^\circ$. Последнее указывает на малые скорости распространения в азимутальном направлении возмущений типа продольных вихревых структур. На рис. 4 $P'_{0d} = \langle P'_0(\varphi) \rangle$ при $\varphi = 0 \div 130^\circ$ и $\varphi = 180 \div 360^\circ$ соответствует осредненному давлению для естественных условий, а $P'_{0e} = \langle P'_0(\varphi) \rangle$ при $\varphi = 130 \div 180^\circ$ — осредненному давлению на участке с шероховатостью.

Радиальные профили распределения полного давления $P'_0(r)$, отвечающие $x/r_a = 1; 2; 3; 4$ (кривые 1–4), приведены на рис. 5. Профили 1–3 получены при $\varphi = 0$. Профиль 4d соответствует относительно невозмущенному состоянию поверхности сопла, профиль 4e — песочной шероховатости (профили 4d и 4e получены при значениях угла φ , равных φ_d и φ_e на профиле 4 рис. 4). Характер изменения полного давления по радиусу струи зависит от значения φ , что было отмечено в [8]. В данном случае большая амплитуда вариации $P'_0(\varphi)$ показывает, что продольные вихри наблюдаются в области, где $dU/dr < 0$. Это обусловлено большой интенсивностью вихрей, генерируемых искусственной шероховатостью, вследствие чего периодически происходят вынос высоконапорного потока из области невязкого сжатого слоя и поступление низконапорного газа с периферийной области струи в сжатый слой.

Приведенные результаты указывают на существенное влияние шероховатости поверхности сопла на возникновение и развитие продольных вихревых структур в слое смешения начального участка сверхзвуковой струи.

По результатам измерения статического и полного давлений (рис. 5) определено распределение скорости потока в соответствующих поперечных сечениях слоя смешения струи. На рис. 6 представлена зависимость относительной скорости u/U_1 от координаты $\sigma\eta^*$, где $\eta^* = (r - r_{0,5})/x$, $\sigma = \pi/\delta_\eta$ — параметр расходимости, δ_η — толщина слоя сдвига, вычисленная по наклону профиля скорости в зависимости от η^* [12]. Скорость U_1 соответствует максимуму полного давления на профилях рис. 5 и достигается на ра-

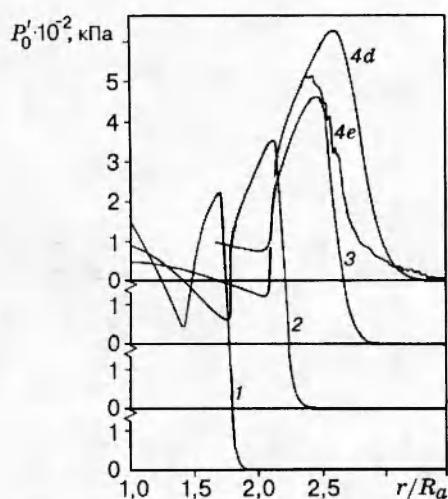


Рис. 5

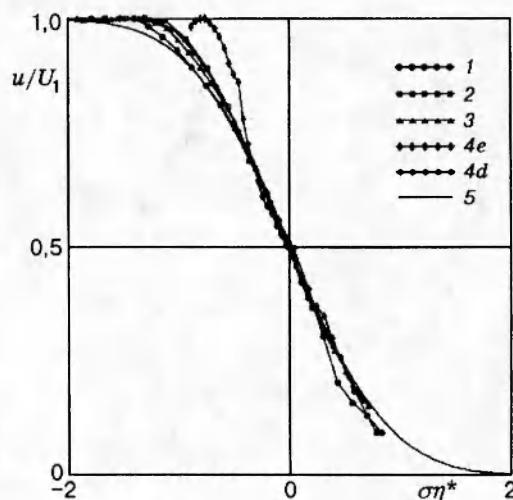


Рис. 6

диальном расстоянии $r = r_1$. Данные об измерении статического давления в различных сечениях струи указывают на то, что при $r > r_1$ статическое давление в струе отличается от атмосферного для исследуемых режимов истечения не более чем на 1 %. Скорость вычислялась по формулам изоэнтропического течения с учетом потерь полного давления на прямом скачке уплотнения при $M > 1$. Учитывая, что отличие температуры торможения в струе T_t от температуры окружающего пространства T_h не превышает 10 %, предполагаем линейный характер изменения температуры в зависимости от радиуса в пределах от T_h до T_t .

Из рис. 6 следует удовлетворительное описание профилей измеренной скорости (за исключением профиля 4e) функцией ошибок

$$u/U_1 = [1 - \operatorname{erf}(\sigma\eta^*)]/2. \quad (2.1)$$

На рис. 6 профили 1–4e, 4d вычислены по профилям полного давления рис. 5, а профиль 5 — по зависимости (2.1). В табл. 2 представлены измеренные значения δ_η и σ .

3. Выше приведены результаты исследования влияния шероховатости внутренней поверхности сверхзвукового сопла на возникновение и развитие возмущений в сдвиговом слое струи. Представляют интерес результаты аналогичных экспериментов в слое смешения струи, истекающей из конвергентного сопла при числах Маха потока как меньше, так и больше единицы. Для этого на внутренней поверхности сопла 2 нанесена шероховатость в виде одного слоя сферических частиц диаметром 0,05 мм. Частицы приклеены вблизи выходного сечения сопла одним слоем в виде полосы шириной 1 мм на полови-

Таблица 2

Номер профиля (рис. 6)	x/r_a	δ_η	σ
1	1	0,148	11,9
2	2	0,103	17,2
3	3	0,129	13,7
4e	4	0,342	5,2
4d	4	0,144	12,3

Таблица 3

Номер режима	P_t , кПа	M_j	$Re_d \cdot 10^6$	δ^* , мм
1	142	0,726	0,83	1,80
2	160	0,848	1,02	1,60
3	180	0,956	1,2	1,50
4	200	1,046	1,35	1,40
5	300	1,358	2,02	1,10

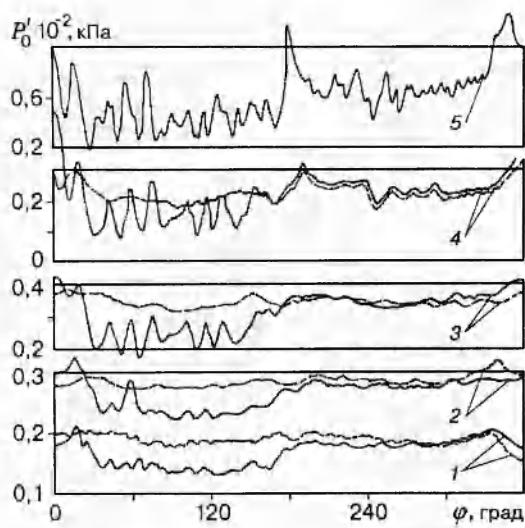


Рис. 7

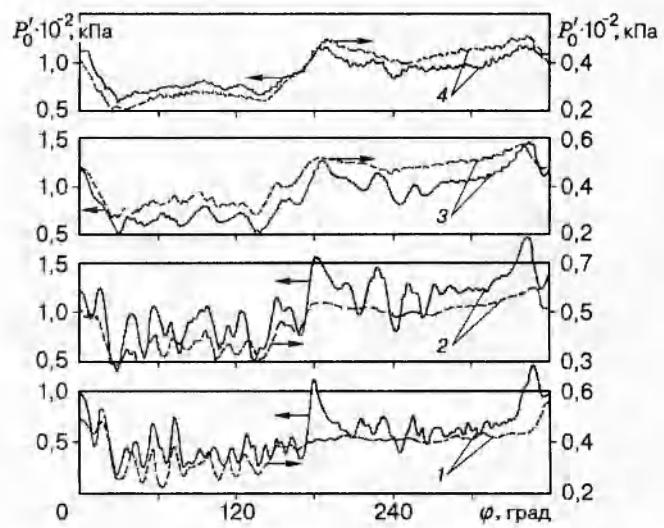


Рис. 8

не длины окружности $\varphi = 0 \div 180^\circ$. Толщина лаковой пленки не превышала нескольких микрометров.

На рис. 7 линиями 1–5 показана зависимость полного давления от азимутального угла для пяти режимов, параметры которых приведены в табл. 3. Результаты получены в попечерном сечении струи $x/r_a = 1,0$. Данные в этом сечении найдены при таком радиальном расстоянии от оси струи, при котором вариации полного давления имеют максимальное значение. При этом среднее значение полного давления, равное $\langle P'_0(r) \rangle = 0,5P'_0(r_1)$, устанавливается на расстоянии $(r_1 + \delta/2)$.

Для режимов 1–4 штриховыми линиями представлена зависимость $P'_0(\varphi)$ при отсутствии дополнительной шероховатости (рис. 7). При $180^\circ < \varphi < 360^\circ$ (естественная шероховатость) не наблюдается отличия между азимутальными зависимостями $P'_0(\varphi)$, которые соответствуют наличию и отсутствию дополнительной шероховатости при $0 < \varphi < 180^\circ$. Последнее указывает на слабое влияние возмущенной части сдвигового слоя на его невозмущенную часть, что может быть связано с конвективным характером распространения возмущений, вызванных неровностями в сопле. Из рис. 7 видно, что происходит увеличение амплитуды неравномерности распределения давления в струе при значениях азимутального угла, соответствующих нанесенной шероховатости в сопле. При этом среднее значение давления уменьшается, что может быть связано с интенсификацией процесса перемешивания в этой части слоя смешения. Наличие дополнительной шероховатости в сопле оказывает слабое влияние на формирование неравномерности азимутального распределения газодинамических величин для режима 1, но с ростом давления в форкамере это влияние становится существенным.

В сверхзвуковой струе (режим 5) неравномерность азимутального распределения полного давления в диапазоне $180^\circ < \varphi < 360^\circ$ почти не отличается от неравномерности, вызванной песочной шероховатостью в диапазоне $0 < \varphi < 180^\circ$.

На рис. 8 приведены графики зависимости $P'_0(\varphi)$, характеризующие распространение вдоль струи азимутальной неоднородности давления для режимов 1 и 5 (табл. 3), отвечающих изоэнтропическому числу Маха на выходе из сопла $M_j = 0,73$ и $1,36$ (штриховая и сплошная линии соответственно). Графики получены при $x/r_a = 1; 2; 3; 4$ (кривые 1–4). Следует отметить быстрое затухание азимутальных неравномерностей распределения полного давления в слое смешения струи при $M_j < 1$ и увеличение их при $M_j > 1$.

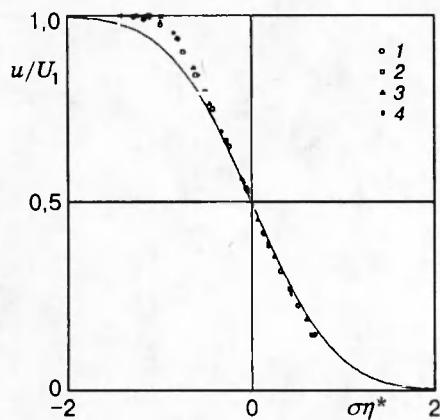


Рис. 9

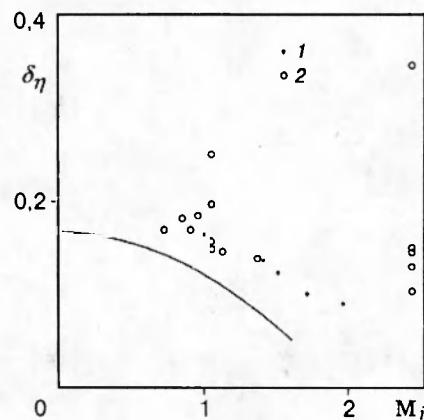


Рис. 10

Это обусловлено резким изменением кривизны линии тока на границе струи вблизи выходного сечения конвергентного сопла, что связано с дополнительным разворотом потока в волне разрежения при $M_j > 1$. При $M_j < 1$ у линий тока в слое сдвига вблизи выходного сечения сопла малая кривизна, а при $M_j > 1$ радиус кривизны имеет конечное значение, и его величину можно определить по формуле [16] $R = \sqrt{(M_j - 1)/\sin(\theta_H)}$. Здесь угол θ_H определяется геометрией сопла, числом Маха на границе струи и отвечает углу разворота потока в центрированной волне разрежения $\theta_H = \theta_a + H(M_j) - H(M_a)$, где $H(M)$ — функция Прандтля — Майера. В нашем случае при $M_a = 1$ $\theta_a = 0$ и $H(M_a) = 0$.

4. На рис. 9 приведены профили скорости, соответствующие исследованным режимам течения из конвергентного сопла. Экспериментальные точки 1–4 получены на режиме 3 (табл. 3) и относятся к сечениям $x/r_a = 1; 2; 3; 4$. Наблюдается аффинное подобие профилей скорости для различных сечений. На график также нанесена кривая (2.1), которая характеризует развитый слой смешения на больших расстояниях от среза сопла. Некоторое отличие измеренных значений скорости от аппроксимирующей функции, скорее всего, свидетельствует о переходном характере течения на начальном участке струи.

Зависимость толщины слоя сдвига δ от числа Маха потока на границе струи M_j представлена на рис. 10, где линия 2 определяется соотношением $\delta_\eta = 0,165 - 0,045M_j$, которое хорошо аппроксимирует результаты измерений с помощью лазер-доплеровского анемометра. Точки 1 — результаты измерений с применением пневмоприемника полного давления, приведенные в [12]. Полученные нами данные (точки 2) при $M_j < 1,4$ (конвергентное сопло с $M_a = 1$) характеризуют осредненную толщину слоя смешения, где осреднение проводилось по четырем поперечным сечениям струи ($x/r_a = 1; 2; 3; 4$).

Влияние азимутальной неравномерности распределения газодинамических величин на толщину слоя сдвига определено при истечении из сверхзвукового сопла с $M_a = 1,5$ или для струи с $M_j = 2,4$. Для этого на графике нанесены неосредненные значения δ_η , соответствующие профилям полного давления $P'_0(r)$ на рис. 5. Выпавшая точка ($\delta_\eta = 0,34$) относится к тому радиальному профилю полного давления (профиль 4e на рис. 5), который получен при измерении в локальном минимуме на зависимости $P'_0(\varphi)$ (точка e на рис. 4). Несколько значений при $M_j = 1,05$ иллюстрируют влияние азимутальной неоднородности при $x/r_a = 1,0$. Таким образом, можно утверждать об удовлетворительном представлении профиля скорости в слое смешения функцией ошибок (2.1), за исключением тех участков слоя смешения, где находится локальный минимум в зависимости $P'_0(\varphi)$. Сравнение измеренных значений толщины слоя смешения с данными измерения [12] указывает на их соответствие при отсутствии дополнительной шероховатости в сопле.

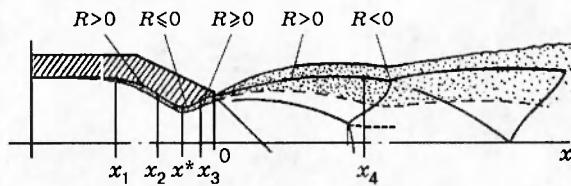


Рис. 11

Из полученных результатов видно, что при исследовании слоя смешения на начальном участке сверхзвуковой струи необходимо учитывать характер течения в сопле. Используя имеющиеся расчетные данные, касающиеся гертлеровской неустойчивости [17, 18], можно предложить следующую схему возникновения и развития стационарных возмущений, обусловленных кривизной линий тока. Известно, что возмущения типа вихрей Тейлора — Гертлера нарастают при положительной кривизне линий тока тогда, когда выполняются условия $dU/dn < 0$ (n — направление нормали к линии тока).

На рис. 11 показаны характерные области внутри и вне сопла, в которых кривизна линий тока может изменять свой знак. Производная скорости по нормали к линиям тока как в пограничном слое, так и в слое смешения — отрицательная величина. При $x_1 < x < x_2$ в месте перехода контура сопла от цилиндрического с $R = 0$ к коническому происходит ускорение дозвукового потока вдоль вогнутой стенки с положительной кривизной ($R > 0$). В этой области течения возмущения гертлеровского типа будут возрастать. В области критического сечения сопла происходит обтекание выпуклой стенки, что может привести к некоторому ослаблению возмущений этого типа. Сечение x_3 соответствует точке на профиле сверхзвуковой части сопла, ниже которой имеется область течения вдоль поверхности с положительной кривизной. При определенных условиях даже незначительная кривизна сверхзвуковой части сопла может привести к существенному росту возмущений гертлеровского типа вплоть до турбулизации потока [19].

Необходимо отметить, что кривизна обтекаемой поверхности в области $x_3 < x < 0$ может быть равной нулю, например, у конических сопел. При истечении сверхзвуковой недорасширенной струи из конического сопла (с нулевой кривизной за сечением x_3) почти всегда существует область течения с положительной кривизной линий тока на ее границе (см. п. 3). При этом в сечении $x = 0$ также может происходить изменение величины и знака кривизны линий тока в слое сдвига струи. И наконец, изменение кривизны линий тока на границе струи имеет место в конце начального участка (сечение x_4). Все перечисленные особенности, характеризующие течение внутри сопла и в струе, могут приводить либо к усилению, либо к ослаблению возмущений гертлеровского типа.

5. Высокая степень восприимчивости азимутального распределения газодинамических величин к состоянию внутренней поверхности сопла может быть обусловлена ламинарно-турбулентным переходом на начальном участке высокоскоростной струи при ламинарном режиме истечения на выходе из сопла. Гипотезу о наличии двух механизмов ламинарно-турбулентного перехода в слое смешения струи разреженного газа высказал С. А. Новопашин применительно к наблюдаемому режиму самоорганизации течения в сверхзвуковой струе при $Re_d \sim 10^4 \div 10^5$. В условиях, рассматриваемых в настоящей работе при $Re_d = 10^6$, когда экспериментально установлен ламинарный характер течения на срезе сопла, представляется возможным развитие в слое смешения возмущений как за счет неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, так и за счет неустойчивости Тейлора — Гертлера с последующей турбулизацией течения.

В заключение отметим, что проведенное исследование показало существенную роль шероховатости внутренней поверхности сопла на формирование и развитие продольных

вихревых структур на начальном участке сверхзвуковой струи. Интенсивность вихревых структур, их поперечный размер и протяженность, в свою очередь, зависят от геометрической формы и размера микронеровностей, а также от места их расположения в сопле. Измерения в слое сдвига в непосредственной близости от сопла указывают на ламинарный характер течения в пограничном слое сопла при $Re_d \sim 10^6$, что коррелирует с экспериментальными данными по изучению ламинарно-турбулентного перехода в аэродинамических трубах. Показано удовлетворительное соответствие результатов измерений толщины слоя сдвига с применением трубы Пито и результатов [20] для трансзвуковых скоростей истечения. Анализ течения в пограничном слое сопла и в слое смешения на начальном участке струи применительно к устойчивости сдвигового течения относительно герцлеровских возмущений указывает на наличие, по крайней мере, трех областей, где возмущения этого типа могут усиливаться. Это области в до- и сверхзвуковой части сопла и начальный участок (первая ячейка) сверхзвуковой недорасширенной струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Запрягаев В. И., Солотчин А. В. Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи. Новосибирск, 1988. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 23-88).
2. Запрягаев В. И., Солотчин А. В. Трехмерная особенность структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе // ПМТФ. 1991. № 4. С. 42–47.
3. Новопашин С. А., Перепелкин А. Л. Самоорганизация течения в сверхзвуковой предтурбулентной струе. Новосибирск, 1988. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТ; № 175).
4. Teshima K. Three-dimensional characteristics of supersonic jets // Proc. of 17th Conf. on Rarefied Gas Dynamics, Aachen, BRD, 1990. P. 1042–1048.
5. Krothapalli A., Buzuna G., Lourenco L. Streamwise vortices in an underexpanded axisymmetric jet // Phys. Fluids A. 1991. V. 3, N 8. P. 1848–1851.
6. Arnette S. A., Samimy M., Elliott G. S. On streamwise vortices in high Reynolds number supersonic axisymmetric jets // Phys. Fluids A. 1993. V. 5, N 1. P. 187–202.
7. Желтухин Н. А., Запрягаев В. И., Солотчин А. В., Терехова Н. М. Спектральный состав и структура стационарных вихревых возмущений Тейлора — Герцлера сверхзвуковой недорасширенной струи // Докл. РАН. 1992. Т. 325, № 6. С. 1133–1137.
8. Запрягаев В. И., Миронов С. Г., Солотчин А. В. Спектральный состав волновых чисел продольных вихрей и особенности структуры течения в сверхзвуковой струе // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 41–47.
9. Van Driest E. R., Blumer C. B. Boundary-layer at supersonic speeds—three-dimensional roughness effects (spheres) // J. Aerospace Sci. 1962. V. 29, N 8. P. 909–916.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
11. Секундов А. Н., Яковлевский О. В. Некоторые вопросы перехода каналового течения в струйное // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 3. С. 150–154.
12. Межиров И. И. Исследование течений в гиперзвуковых соплах аэродинамических труб // Тр. ЦАГИ. 1981. № 2119.
13. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
14. Malik M. R. Prediction and control of transition in supersonic and hypersonic boundary layers // AIAA J. 1989. V. 27, N 11. P. 1487–1493.

15. Скуратов А. С., Федоров А. В., Плоцкий А. И. Влияние неровностей обтекаемой поверхности на ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя // Обзор ОНТИ ЦАГИ. 1992.
16. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984.
17. Floryan J. M. On the Gortler instability of boundary layers // Prog. Aerospace Sciences. 1991. V. 28. P. 235–271.
18. Floryan J. M., Saric W. S. Wavelength selection and Gortler vortices // AIAA J. 1984. V. 22, N 11. P. 1529–1538.
19. Beckwith I. E., Malic M. R., Chen F.-J., Bushnell D. M. Effects of nozzle design parameters on the extent of quiet test flow at Mach 3.5 // Laminar-Turbulent Transition. Berlin: Springer-Verlag, 1984. P. 589–600.
20. Lau J. C., Morris P. J., Fisher M. J. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter // J. Fluid Mech. 1979. V. 93. P. 1–27.

*Поступила в редакцию 15/II 1995 г.,
в окончательном варианте — 11/X 1995 г.*
