

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

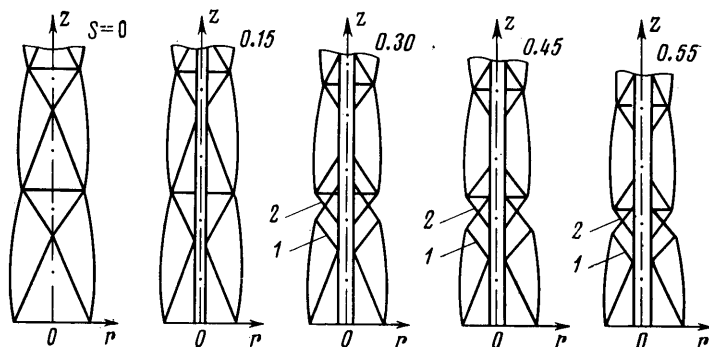
Ш. А. ЕРШИН, У. К. ЖАПБАСБАЕВ

(Алма-Ата)

Приводятся данные эксперимента по аэродинамике сверхзвуковой закрученной струи при различных значениях режимных параметров. Получены теневые снимки газодинамического участка и профили средних характеристик струи. Опытные данные температуры торможения и составляющей скорости были обработаны в универсальных координатах. Результаты экспериментов сравниваются с расчетом по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности.

В настоящее время большое внимание уделяется использованию сверхзвуковых закрученных течений при организации рабочих процессов в различных смесителях, горелочных устройствах и камерах сгорания. Экспериментальных исследований в этом направлении мало, известные данные [1, 2] в основном качественного характера, что пока недостаточно для попытки обобщения и разработки инженерного расчета.

Для проведения опытов была создана экспериментальная установка. Одним из основных элементов установки была цилиндрическая камера сгорания, которая через



Фиг. 1

конический переходник соединялась с вихревой камерой. Вихревая камера представляла собой две соосно-расположенные трубы, внешняя из которых была кожухом. Внутренняя имела на стенке четыре тангенциальные щели с размерами (3×90 мм) и оканчивалась с одной стороны соплом, а с другой — штоком. В экспериментах использовались сопла Лавала с диаметрами критического сечения, равными 5—10 мм, и степенями расширения 1.1—1.5. Шток позволял изменять длину тангенциальных щелей и тем самым менять величину крутки.

В камере сгорания сжигалась смесь пропана и бутана с воздухом, продукты сгорания которой подмешивались с дополнительным количеством воздуха. Это позволяло менять в широких пределах температуру торможения газа сверхзвуковой закрученной струи, распространяющейся в свободном пространстве. В экспериментах измерялись давление торможения и направление вектора скорости (с помощью трехканального плоского насадка с углом конусности 45° и размером приемной части 1.5×0.5 мм). Измерение температуры торможения проводилось зондом с нихром-константановой термопарой. Конструкция зонда с термопарой представляла собой измененную форму трехканального насадка. Спай термопары находился внутри центральной трубки в зоне адиабатического торможения. Основные режимные параметры, соответствующие различным сериям опытов N , приведены ниже.

N	$p_0, ат$	$T_0, К$	s	ω	η
1	3.5	300	0.70	1	2.10
2	2.5	300	0.55	1	1.55
3	2.5	300	0.45	1	1.65
4	1.65	700	0.45	2.3	1.14
5	1.75	860	0.48	2.9	1.16

По всем пяти сериям было проведено 25 опытов. Величина параметров крутки определялась на основе интегрирования измеренных профилей составляющих векто-

ра скорости по формуле

$$s = \frac{L}{Kr_0}, \quad L = \int_0^{\infty} \rho u w y^2 dy, \quad K = \int_0^{\infty} (\Delta p + \rho u^2) y dy$$

Здесь r_0 — радиус выходного отверстия сопла, y — радиальная координата, u, w — продольная и вращательная компоненты скорости, Δp — избыточное статическое давление, ρ — плотность, ω — параметр неизотермичности, n — степень нерасчетности.

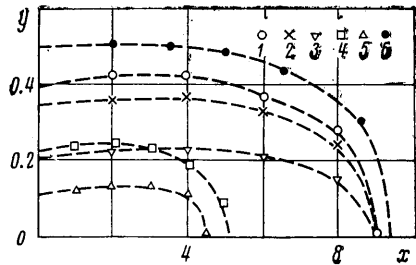
Наряду с измерениями давления и температуры торможения были получены теневые фотографии газодинамического участка исследуемой струи. На фиг. 1 представлены несколько теневых фотографий (опыты из серии 2). Как видно из фигуры, уже при $s=0.15$ на оси появляется темная линия, указывающая на изменение параметров течения в этой части. С увеличением крутки эта зона расширяется, что свидетельствует о появлении области разрежения и соответственно зоны обратных токов при заметных значениях параметра крутки. Вследствие этого некоторая часть волн возмущения (и в том числе пересекающийся ударный фронт), распространяющихся от кромки сопла, отражаясь от границы приосевой зоны разрежения, образует систему скачков уплотнения 1. Другая часть волн возмущения, преломляясь на границе зоны пониженных давлений [3], проходит ее и, отражаясь от противоположной границы струи, образует систему скачков уплотнения 2, наблюдающихся обычно в прямооточной струе.

На фиг. 2 приведены конфигурации зоны возвратного течения в зависимости от параметров крутки s и неизотермичности ω , полученные как линии, вдоль которых продольная скорость равна нулю (различные обозначения на фигуре соответствуют номерам серий, приведенных выше). Здесь и в дальнейшем все линейные размеры отнесены к радиусу выходного сечения сопла. Анализ опытных данных показывает, что размеры зоны обратных токов растут с увеличением интенсивности вращения, достигая в продольном направлении до 4.5 калибра. На той же фигуре точками δ нанесены опытные данные по сильно закрученной дозвуковой струе [4], которые располагаются выше остальных точек. Это, по-видимому, объясняется тем, что опыты с сильно закрученной сверхзвуковой струей проводились на режиме недорасширения ($n > 1$). Поэтому зона возвратного течения была окружена областью повышенного давления, что приводило к сжатию центральной части струи с пониженным давлением. Увеличение параметра неизотермичности приводит к сокращению геометрических характеристик зоны обратного тока, например, при $\omega \approx 2$ почти в 2 раза по сравнению с $\omega = 1$.

Для всех опытов были получены профили числа Маха, избыточного статического давления, избыточной температуры торможения и компонентов скорости в различных поперечных сечениях струи. Экспериментальные профили числа Маха, избыточного статического давления и продольной скорости имеют отрицательные значения в приосевой зоне газодинамического участка сильно закрученной струи. Любопытно, что профили избыточной температуры торможения в газодинамическом участке также имеют небольшие провалы, вызванные торможением газа в центральной части струи.

Экспериментальные профили продольной скорости и избыточной температуры торможения были обработаны в универсальной форме, описываемой известными профилями Шлихтинга — Абрамовича [5]. Ввиду наличия зоны обратных токов профили продольной скорости разбивались на две части по максимуму и обработка проводилась отдельно для каждой из этих частей. Заслуживает внимания и тот факт, что опытные точки вращательной скорости в основном участке, обработанные в универсальных координатах, удовлетворительно описываются теоретическим решением Лойцянского [6].

В основу расчетного метода для теоретического анализа струи был положен метод эквивалентной задачи теории теплопроводности [7]. Приложение этого метода к расчету сильно закрученной дозвуковой струи показало сравнительно хорошее согласие с экспериментом [8, 9]. Основываясь на этих исследованиях, был проведен расчет сверхзвуковой сильно закрученной струи. В качестве величин, входящих в уравнения теплопроводности, взяты избыточный импульс $F_p = (\Delta p + \rho u^2) / (\Delta p + \rho u^2)_0$, избыточное теплосодержание $F_h = (\rho c_p \Delta T^*) / (\rho c_p \Delta T^*)_0$ и аксиальная составляющая



Фиг. 2

вихря скорости F_x . Из выражений аксиальной составляющей вихря скорости определялась вращательная скорость

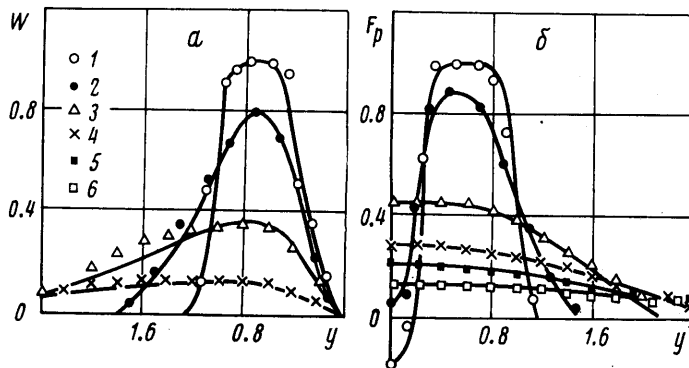
$$W = \frac{w}{w_0} = \frac{r_0}{y} \int_0^y F_x \frac{\eta}{r_0} d \left(\frac{\eta}{r_0} \right)$$

По изменению максимальных значений $(\Delta p + \rho u^2)_m^\circ$, $(\rho c_p \Delta T^*)_m^\circ$, w_m° вниз по течению были определены эмпирические зависимости для эффективных координат $\xi_i(x)$. Для величин $(\Delta p + \rho u^2)^\circ$ и $(\rho c_p \Delta T^*)^\circ$ эти зависимости практически совпадают. Ниже для одного из опытов из серии 5 приведены значения эффективных координат в различных сечениях струи.

x/r_0	2.0	6.0	10.0	14.0	18.0	22.0
$\sqrt{\xi_p}/r_0$	0.06	0.3	0.62	0.93	1.15	1.36
$\sqrt{\xi_x}/r_0$	0.13	0.48	0.80	1.14	-	-

На фиг. 3 представлено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными (опыт из серии 5, точки 1—6 соответствуют измерениям в сечениях $x=1, 3, 5, 7, 9, 10$). Как видно из фиг. 3, опытные профили достаточно хорошо описываются расчетными кривыми.

В результате экспериментального исследования закрученной сверхзвуковой струи показано, что: 1) возникающая при заметных значениях параметра крутки зона



Фиг. 3

возвратного течения возрастает с ростом этого параметра и существенно сокращается с увеличением параметра неизотермичности; 2) наличие присоединенной зоны пониженного давления приводит к отражению волн возмущения от границы этой зоны и возникновению дополнительной системы скачков уплотнения; 3) обработка опытных данных и обобщение полученных результатов показывают возможность применения известных полумэмпирических методов расчета свободной турбулентности к описанию закономерностей развития сверхзвуковой закрученной струи.

Поступила 1 IV 1975.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гестинцев Ю. А., Илюхин В. С., Похил П. Д. О зоне обратных течений в сильно-вращающихся сверхзвуковых газовых потоках и струях. Инж.-физ. ж., 1971, т. 20, № 6.
2. Smith R. An investigation of supersonic swirling jets. Aeronaut. Quart., 1973, vol. 24, No. 3.
3. Маргынченко О. Г., Колесников П. М., Колпащиков В. Л. Введение в теорию конвективных газовых линз. Минск, «Наука и техника», 1972.
4. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнов И. П. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974.
5. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
6. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.
7. Вулис Л. А., Кашикарров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
8. Устименко В. П. О расчете свободных турбулентных сильно закрученных струй. В сб. «Теория и практика сжигания газа», т. 3, Л., «Недра», 1967.
9. Азмедов Р. Б., Азмедов Д. М., Балагула Т. Б. К расчету взаимодействия двух параллельных закрученных струй. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 5.