

О СМЕШЕНИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА С ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУЕЙ, ВДУВАЕМОЙ ЧЕРЕЗ КРУГЛОЕ ОТВЕРСТИЕ В ПЛАСТИНЕ

А. Я. НАДЫРШИН, З. Г. ШАЙХУТДИНОВ

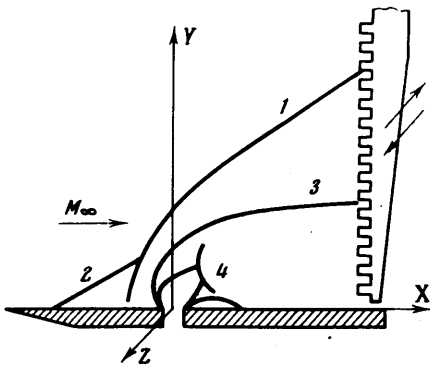
(Уфа)

Проведено экспериментальное исследование распространения и смешения поперечной звуковой струи, вдуваемой через круглое отверстие в пластине в сверхзвуковой газовой поток.

В большинстве работ, посвященных этому вопросу, рассматривается картина взаимодействия на начальном участке вдуваемой струи [1-3]. Целью данной работы является исследование смешения вдуваемой струи с набегающим потоком, установление критериев, определяющих процесс внедрения и смешения струи.

1. Исследование проводилось в аэродинамической трубе Уфимского авиационного института при числе Маха набегающего потока $M=2.40$. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам набегающего потока и по расстоянию от передней кромки пластины до отверстия инжекции, составляло $3.5 \cdot 10^6$. Вдув воздуха с температурой 270°K осуществлялся через звуковые сопла диаметром 4, 12, 16 мм в подогретый до 500°K сверхзвуковой поток. Отношение полного давления во вдуваемой струе к статическому в набегающем потоке (p_0/p_∞) изменялось в экспериментах в диапазоне от 6 до 90.

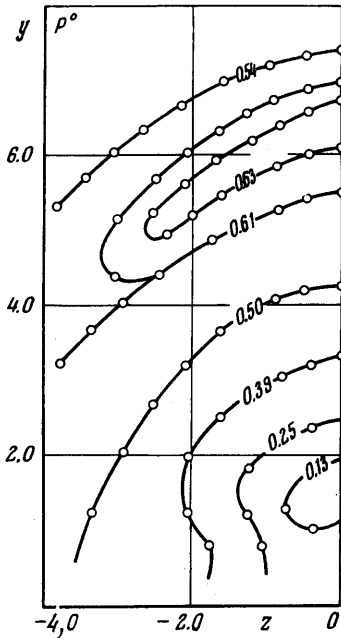
Геометрические характеристики вдуваемой струи — ширина слоя смешения, длина ядра струи — определялись по измерениям полей температур и полных давлений на различных расстояниях от места вдува вниз по потоку. Схема проведения экспериментов приведена на фиг. 1, где 1 — головной скачок уплотнения; 2 — косой скачок, индуцированный отрывом пограничного слоя; 3 — внешняя граница зоны смешения струи с набегающим потоком; 4 — бочкообразный скачок во вдуваемой струе. Измерение полей температур в струе проводилось с помощью хромель-копелевых термопар с диаметром спая 0.3 мм, собранных в гребенку из 16 штук. Расстояние между ними составляло 6 мм. Показания термопар записывались на шлейфовых осциллографах.



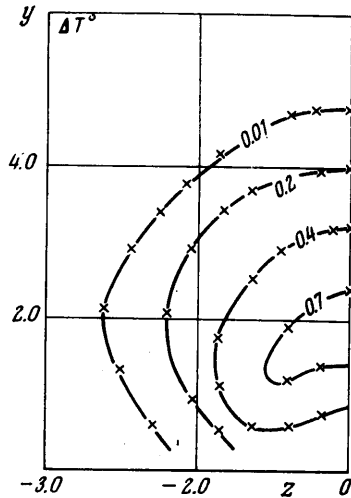
Фиг. 1

Для измерения полей давлений использовались гребенки из 16 трубок полного напора, показания которых выводились на потенциометрические датчики ДТМ-6 и регистрировались на шлейфовых осциллографах. Гребенка термопар или трубок полного напора крепилась на дистанционно управляемом координатнике и в процессе эксперимента перемещалась поперек потока со скоростью 4 мм/сек. Положение гребенки относительно оси пластины через датчик обратной связи также записывалось на шлейфовом осциллографе. Время снятия одного поля температур или давлений составляло 35 сек. Получаемые при этом поля температур и давлений были симметричны плоскости YOX .

В связи с тем что определение статического давления в струе с помощью зондов представляет большие экспериментальные трудности, так как направление вектора скорости в струе неизвестно, рабочая пластина вдоль оси симметрии была продержирована, и статическое давление в данном сечении струи принималось равным давлению на пластине. Как будет показано ниже, на расстоянии 6–8 калибров от оси отверстия вдува струя принимает направление набегающего потока. Поэтому для определения профиля статического давления в струе в сечениях $x=X/d_j=8\div 13$ были проведены замеры с помощью зонда статического давления. Эти измере-



Фиг. 2



Фиг. 3

ния показали, что при перемещении зонда от пластины до границы струи статическое давление в струе незначительно возрастает (на $10\div 18\%$). В дальнейшем в расчетах принималось, что статическое давление по сечению струи постоянно и равно давлению на пластине.

Кроме того, проводилась съемка исследуемой области через прибор Теллера. Оптическая картина позволяла получить структуру скачков уплотнения во вдуваемой струе, а также по характеру взаимодействия трубок полного напора со струей (наличие или отсутствие скачков уплотнения, их углы наклона) качественно определять характер течения в исследуемой области.

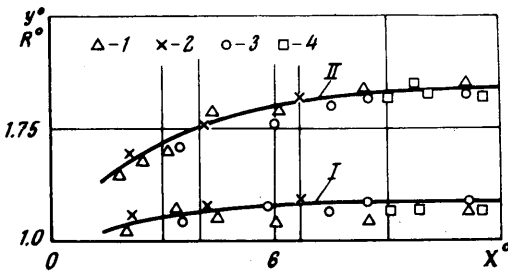
2. Типичная картина полей давлений $p^0 = p_0/p_{0\infty}$, замеренных трубкой Пито и относительных температур

$$\Delta T^0 = (T_0 - T_{0\infty}) (T_{0j} - T_{0\infty})^{-1}$$

в одном из сечений представлена на фиг. 2 и 3 ($x=3.70$, $p_{0j}/p_{0\infty}=2.70$, $T_{0j}/T_{0\infty}=0.54$). На фигурах $z=Z/d_j$, $y=Y/d_j$ относительные координаты. Подобные картины были получены на различных расстояниях от места вдува. Из фигур видно, что течение в струе имеет характер, близкий к осесимметричному, за исключением небольшой области под струей, где имеет место течение типа следа. При уменьшении полного давления во вдуваемой струе, она начинает деформироваться и принимает в сечении форму эллипса. Положения, соответствующие минимальному значению температуры и давления, не совпадают.

Граница слоя смешения определялась как точка, в которой местная температура, замеренная термопарой, падала до уровня 99% температуры

набегающего потока. Высокая точность определения температурной границы возможна благодаря тому, что профили температур торможения, замеренные каждой термопарой в гребенке при ее прохождении через область взаимодействия струи с набегающим потоком, являются гладкими функциями и изменение температуры на 1% достаточно просто уловить. Динамическую границу струи, как видно из совместного рассмотрения фиг. 2 и 3, выявить не удастся. Давление, замеренное трубками Пито при удалении ее от оси струи, непрерывно растет. Область выше границы струи характеризуется течением газа, прошедшего криволинейный пространственный скачок уплотнения, возникающий в основном потоке перед вдуваемой струей. Скачок уплотнения получается размазанным, что объясняется взаимодействием скачка, образующегося перед трубкой Пито, с основным скачком, образующимся в набегающем потоке при вдуве газа.



Фиг. 4

За геометрические характеристики распространения струи, приведенные на фиг. 4, были приняты положение оси струи Y , определяемое по минимальной температуре в сечении, и радиус струи R — расстояние от оси струи до границы слоя смешения в плоскости YOX . Было установлено, что в широком диапазоне изменения соотношения скоростных напоров (1 — $p_{0j}/p_{\infty}=6.3$; 2 — $p_{0j}/p_{\infty}=13$; 3 — $p_{0j}/p_{\infty}=27$; 4 — $p_{0j}/p_{\infty}=88$) положение оси струи (кривая I на фиг. 4) удовлетворительно аппроксимируется зависимостью вида

$$y^{\circ}=1.14 x^{0.08}, \quad x^{\circ}=x \left(\frac{\rho_{\infty} U_{\infty}^2}{\rho_j U_j^2} \right)^{1/2}, \quad y^{\circ}=y \left(\frac{\rho_{\infty} U_{\infty}^2}{\rho_j U_j^2} \right)^{1/2}$$

Радиус вдуваемой струи (кривая II на фиг. 4) аппроксимируется уравнением

$$R^{\circ}=1.34 x^{0.19}, \quad R^{\circ}=\frac{R}{d_j} \left(\frac{\rho_{\infty} U_{\infty}^2}{\rho_j U_j^2} \right)^{1/2}$$

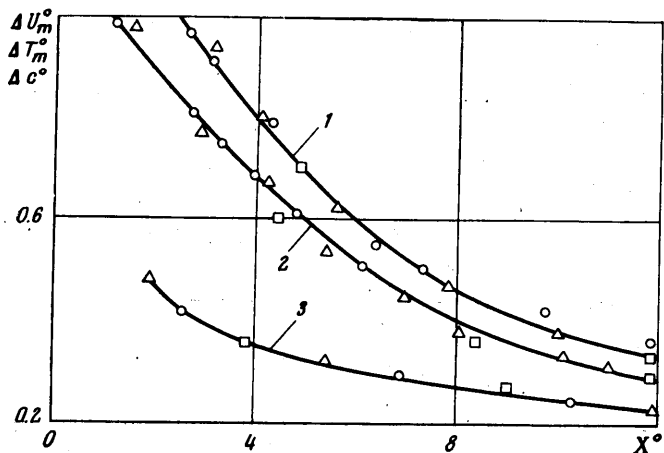
3. Анализ экспериментальных данных показал, что критерий, определяющий геометрические характеристики струи — положение оси и величину радиуса струи, — является определяющим и для процесса смешения.

На фиг. 5 приведены экспериментальные результаты изменения основных параметров на оси струи, построенные в обобщенных координатах, содержащих безразмерные критерии. Обозначение экспериментальных точек на фигуре соответствует обозначению на фиг. 4. Результаты экспериментов при изменении отношения скоростных напоров в диапазоне от 0.67 до 7.7 удовлетворительно ложатся на аппроксимирующие кривые: для относительной избыточной скорости Δu_m° (кривая I); для относительной избыточной температуры ΔT_m° (кривая 2); для средней относительной концентрации по длине (кривая 3)

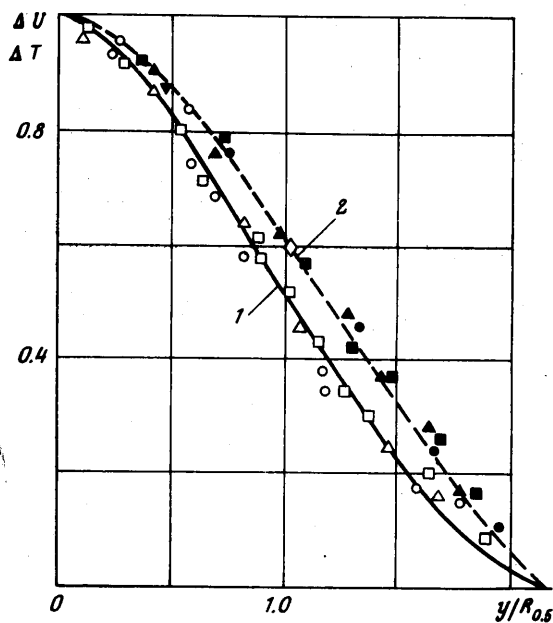
$$\Delta u_m^{\circ} = \frac{U_m - U_{\infty}}{U_j - U_{\infty}} = \frac{4.41}{1.5 + x^{\circ}}, \quad \Delta T_m^{\circ} = \frac{T_{0m} - T_{0\infty}}{T_{0j} - T_{0\infty}} = \left(\frac{6.95}{5.45 + x^{\circ}} \right)^{1.3}$$

$$\Delta C^\circ = \Delta C \left(\int_F \rho U dF \right)^{-1} = \frac{4.25}{7.2 + x^\circ}$$

Здесь ΔC — расход вдуваемого газа; интегрирование распространено на зону температурного влияния вторичной струи. При этом значения



Фиг. 5



Фиг. 6

плотности ρ и скорости u определялись расчетом, используя экспериментально полученные поля полных давлений и температур; индекс m соответствует параметрам на оси струи.

Хотя общий характер изменения основных параметров на оси струи по длине такой же, как и при истечении струи в спутный поток, интенсивность процесса смешения более значительна. Это можно объяснить образованием в зоне взаимодействия струи с основным потоком области

сильных вихревых течений, наличие которых отмечено А. М. Теверовским [3]. Они значительно интенсифицируют процесс турбулентного обмена между струей и основным потоком. Так, в струе при поперечном вдуве интенсивность турбулентности в 2.5 раза выше, чем при вдуве в слотный поток [4].

4. Анализ профилей избыточных температур и скоростей в струе показал, что уже на сравнительно небольшой длине, соответствующей значению безразмерной обобщенной координаты $x^0 \approx 3$, профили становятся универсальными. На фиг. 6 приведены экспериментально полученные данные по распределению по сечению избыточных скоростей и полных температур. Распределение избыточных скоростей удовлетворительно описывается профилем Шлихтинга (кривая 1; $R_{0,5}$ на фигуре — радиус, соответствующий половине избыточной скорости). Кривая 2, аппроксимирующая распределения избыточных температур, получена из соотношений

$$\Delta T = (\Delta u)^{Pr}, \quad \Delta T = \frac{\Delta T_0}{\Delta T_{0m}}, \quad \Delta u = \frac{\Delta U}{\Delta U_m}$$

где Pr — турбулентное число Прандтля. В рассматриваемом случае $Pr = 0.75$.

Полученные характеристики могут быть использованы при решении практических задач, а также представляют непосредственный интерес для развития теории поперечных струй, вдуваемых в сверхзвуковой сходящий поток газа.

Поступила 23 V 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
2. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Взаимодействие струи газа, вытекающей из отверстия в пластине, со сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.
3. Степанов Г. Ю., Гогиш Л. В. Квазиодномерная газодинамика сопел ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1973.
4. Ortwerth P. J. Mechanism of mixing of two nonreacting gases. AIAA paper, 1971, No. 725.