

Аналогичные результаты наблюдались во всех рассчитанных вариантах. Таким образом, определение большого вдува, сформулированное в работе [1] не нарушается для представленной выше задачи.

Поступила 16 X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершбейн Э. А., Гирский Г. А. Течение вязкого теплопроводного многокомпонентного газа в ударном слое в окрестности притупления при интенсивных вдувах. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1970, № 1.
2. Филимонов В. Н. Асимптотическое решение уравнений несжимаемого пограничного слоя с отрицательным градиентом давления при больших вдувах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
3. Гершбейн Э. А. Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
4. Гершбейн Э. А. Об автомодельных численных и асимптотических решениях уравнений пограничного слоя при больших вдувах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
5. Данилин Г. А. Асимптотическое решение уравнений Навье — Стокса для течения сжимаемой жидкости в плоском канале при интенсивном вдуве со стенок. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.
6. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
7. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.

УДК 533.6.011.5

О ПРИБЛИЖЕННОМ РАСЧЕТЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

В. Д. ПРИХОДЬКО, А. М. СИЗОВ

(Волгоград, Ленинград)

Рассматривается приближенный способ расчета параметров составной воздушной струи, истекающей из четырех сопел при малой степени нерасчетности, но достаточной для того, чтобы взаимодействие отдельных струй произошло на начальном газодинамическом участке.

Исследование проводится для случая истечения струй в затопленное пространство, при докритических режимах течения, т. е. когда интерференционная ударная волна является присоединенной.

Предлагается схема расчета коэффициента потерь полного давления при движении газа через ударные волны, образующиеся при взаимодействии струй, и затем рассчитывается распределение чисел Маха на оси составной струи.

При сравнении данных экспериментов с результатами расчетов получено удовлетворительное совпадение.

В работе [1] на основании экспериментального изучения составных струй показано, что область взаимодействия такой струи можно разделить на два участка: участок начального формирования течения, для которого существенно влияние начальных параметров соплового блока, и участок автомодельного течения.

Для первого участка на основании анализа экспериментальных данных распределение чисел Маха вдоль оси составной струи можно принять линейным, для автомодельного участка имеют место равенства [1]

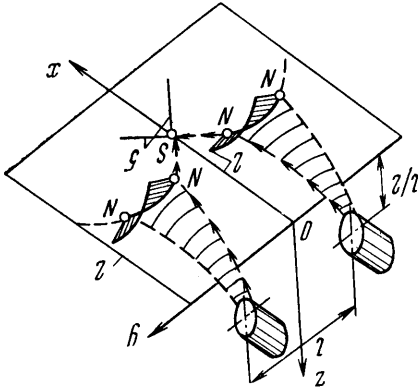
$$f(M_+) = \xi^{-1} f(M_-), \quad \xi = p_0'' / p_0$$

$$f(M) = \left[\frac{(k+1)M^2}{(k-1)M^2 + 2} \right]^{h/(k-1)} \left(\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-1/(k-1)} \quad (1)$$

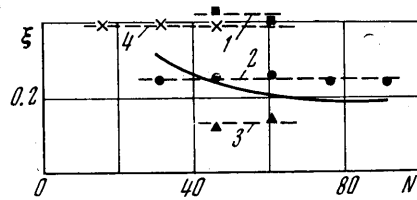
где M_+ , M_- — числа Маха на оси составной струи и на оси, эквивалентной ей по расходу одиночной струи; ξ — отношение давления торможения на оси составной струи к давлению торможения на срезе сопла; $f(M)$ — функция числа Маха, определяющая отношение давлений торможения за прямым скачком уплотнения и до скачка.

Зависимости (1) определяют распределение чисел Маха вдоль оси составной струи (ось x на фиг. 1) на автомодельном участке области взаимодействия, если известен коэффициент ξ потерь полного давления в составной струе.

На фиг. 2 приведены экспериментальные значения коэффициента ξ для нескольких четырехсопловых струй ($1 - M_a = 2, l/d_a = 1.13, 2 - M_a = 2, l/d_a = 1.48, 3 - M_a = 2, l/d_a = 1.98, 4 - M_a = 1, l/d_a = 1.48$) в зависимости от относительной величины полного давления на срезе сопла ($N = p_0/p_e, p_0$ — давление торможения на срезе сопла, p_e — давление окружающей среды, p_0'' — давление торможения на оси составной струи). Так как $\xi \ll 1$, то в соответ-



Фиг. 1



Фиг. 2

ствии с (1) числа Маха в составной струе существенно меньше чисел Маха в эквивалентной одиночной струе.

Для приближенного определения давления торможения на оси четырехсопловой струи может быть использована расчетная схема взаимодействия струй, приведенная на фиг. 1. Ввиду симметрии течения относительно плоскости взаимодействия xy на фигуре показаны только два сопла.

Участок граничной поверхности одиночной сверхзвуковой струи (на фиг. 1 он заштрихован) пересекается с плоскостью взаимодействия вдоль линии NN' . В результате образуется интерференционная ударная волна 2 сложной пространственной формы. Часть внешнего контура этой волны совпадает с линией NN' , другая часть за точкой N выходит на свободную границу струи, вызывая ее излом и растекание потока в боковом направлении. Поток, растекающийся вдоль плоскости взаимодействия в донную область, взаимодействует в точке S с образованием ударных волн 5.

Таким образом, определение давления торможения на оси составной струи сводится к расчету потерь полного давления на скачках 2 и 5. Расчет ведется вдоль линии тока, обозначенной на фиг. 1 стрелками.

Интенсивность скачка 2 в любой точке линии взаимодействия NN' может быть рассчитана способом, изложенным в работе [1]. Определив угол наклона скачка Ω_N в точке N , находим давление торможения p_0' на линии тока NS за скачком 2

$$\frac{p_0'}{p_0} = \left[\frac{(k+1)M_e^2 \sin^2 \Omega_N}{(k-1)M_e^2 \sin^2 \Omega_N + 2} \right]^{k/(k-1)} \left(\frac{2k}{k+1} M_e^2 \sin^2 \Omega_N - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-1/(k-1)} \quad (2)$$

где M_e — число Маха на граничной поверхности одиночной струи.

За точкой N ударная волна 2 переходит с плоскости взаимодействия на граничную поверхность струи и поток, сжатый на скачке 2, свободно расширяется в донную область.

Для расчета интенсивности скачка 5 в точке S пересечения потоков в плоскости взаимодействия необходимо знать число Маха M_w на свободной линии тока NS и форму этой линии. Если известно донное давление p_w , число Маха M_w , находим из условия изэнтропичности течения вдоль линии NS

$$M_w = \sqrt{\left(\frac{2}{k-1} \right) \left[\left(\frac{p_0'}{p_w} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]} \quad (3)$$

форма которой приближенно определяется как форма границы плоской сверхзвуковой струи [2]. Таким образом, в точке S находим угол Θ_S поворота потока на

скачке 5, а вместе с ним угол наклона этого скачка Ω_S . Тогда давление торможения за скачком 5, т. е. давление торможения p_0'' на оси составной струи, и число Маха M_S в точке S [2]

$$\frac{p_0''}{p_0'} = \left[\frac{(k+1)M_w^2 \sin^2 \Omega_S}{(k-1)M_w^2 \sin^2 \Omega_S + 2} \right]^{k/(k-1)} \left(\frac{2k}{k+1} M_w^2 \sin^2 \Omega_S - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-1/(k-1)} \quad (4)$$

$$M_S = \sqrt{\frac{2 + (k-1)M_w^2}{2kM_w^2 \sin^2 \Omega_S - (k-1)} + \frac{2M_w^2 \cos^2 \Omega_S}{2 + (k-1)M_w^2 \sin^2 \Omega_S}} \quad (5)$$

Если для данного числа Маха M_w набегающего потока угол Θ_S больше максимального угла поворота на скачке, то давление торможения p_0'' приближенно можно определить как давление торможения за прямым скачком [3]

$$\frac{p_0''}{p_0'} = \left[\frac{(k+1)M_w^2}{(k-1)M_w^2 + 2} \right]^{k/(k-1)} \left(\frac{2k}{k+1} M_w^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-1/(k-1)} \quad (6)$$

а число Маха в точке S принять равным единице.

Определив коэффициент потерь полного давления ξ , можно рассчитать распределение чисел Маха на оси составной струи для участка автомодельного течения по формулам (1), используя любую подходящую зависимость $M_-(x)$ для одиночной струи. Расчет следует начинать с того значения M_- , для которого $f(M_-) \leq \xi$.

На участке начального формирования течения распределение чисел Маха аппроксимируется прямой, проходящей через точку с координатами (x_S, M_S) и касательную к кривой $M(x)$ на автомодельном участке.

Предлагаемая схема расчета чисел Маха на оси составной струи в исследованном диапазоне начальных параметров дает вполне удовлетворительное совпадение с результатами экспериментов на протяжении всей области взаимодействия до

центрального скачка уплотнения, замыкающего эту область. Положение центрального скачка в составной струе приближенно определяется эмпирической зависимостью [1]

$$x_0/d_a = 0.69 M_a \sqrt{ikn}$$

где d_a — диаметр выходного сечения сопла, i — число сопел в блоке, M_a — число Маха на срезе сопла, n — степень нерасчетности струи, k — показатель адиабаты.

В качестве примера на фиг. 2 и 3 результаты расчета (сплошные кривые) коэффициента потерь полного давления и чисел Маха на оси четырехсопловой воздушной струи с $M_a = 2$, $l/d_a = 1.48$, $N = 76$ сравниваются с данными экспериментов (светлые точки на фиг. 3 — числа Маха, полученные по замерам статических давлений, темные — по замерам динамических давлений).

В заключение отметим, что указанный способ расчета пригоден и для струй, истекающих в движущуюся среду на режиме «запирания» донной области, так как в этом случае взаимодействие струй в донной области не зависит от внешних условий и схема взаимодействия ничем не отличается от вышеприведенной.

Поступила 20 X 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург И. П., Приходько В. Д., Сизов А. М., Исследование составных струй. Уч. зап. Ленингр. ун-та, 1970, № 357, ч. 2.
2. Липман Г. В., Рашко А. Элементы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
3. Буковшин В. Г., Шестова Н. П. Падение плоской сверхзвуковой струи на плоскость под произвольным углом. Изв. АН СССР МЖГ, 1967, № 4.