

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА С ПОПЕРЕЧНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ОТВЕРСТИЯ В ПЛАСТИНЕ

З. Г. ГАЛАНОВА, Е. Д. КОСТРЮКОВА, В. Н. САГАЛОВИЧ
(Москва)

Рассматривается взаимодействие сверхзвукового потока с инжектируемой по нормали к поверхности пластины осесимметричной струей воздуха. Предполагается, что пластина имеет достаточно большие размеры, так что зоны перераспределения статического давления, обуславливающие возникновение дополнительной боковой силы, целиком размещаются на ее поверхности.

В качестве системы определяющих параметров выбираются следующие размерные параметры: ρ_∞ , p_∞ , u_∞ , μ_∞ — плотность, статическое давление, скорость и вязкость набегающего потока, ρ_j , p_j , u_j — плотность, статическое давление и скорость инжектируемой струи, L — расстояние от передней кромки пластины до центра отверстия, d — диаметр отверстия. Из девяти указанных параметров имеется только три параметра (например, ρ_∞ , u_∞ , L) с независимыми размерностями. Следовательно, в силу П-теоремы [4] явление может быть описано с помощью шести безразмерных комбинаций. В качестве системы независимых безразмерных величин выбираются такие комбинации определяющих параметров:

$$R = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{\sqrt{\gamma p_\infty / \rho_\infty}}, \quad M_j = \frac{u_j}{\sqrt{\gamma p_j / \rho_j}}, \quad \Lambda = \frac{\rho_j u_j d^2}{\rho_\infty u_\infty L^2}, \quad \frac{p_j}{p_\infty}, \quad \frac{L}{d}$$

где γ — показатель адиабаты.

Так как размерность полной (т. е. с учетом реакции струи) боковой силы F , действующей нормально поверхности пластины, совпадает с размерностью произведения $p_j d^2$, можно записать

$$\frac{F}{p_j d^2} = f_1 \left(R, M_\infty, M_j, \Lambda, \frac{p_j}{p_\infty}, \frac{L}{d} \right) \quad (1)$$

Относительное влияние различных безразмерных комплексов в соотношении (1) можно оценить с помощью имеющихся в литературе сведений. В дальнейшем ограничимся наиболее изученным случаем инжекции высоконапорной звуковой струи ($M_j = 1$).

В работах [1, 5] сделан вывод об относительно слабой зависимости от числа Рейнольдса. Путем варьирования размера отверстия инжекции при постоянном значении комплекса Λ в работе [6] показано отсутствие изменений распределения давлений по поверхности пластины при соответствующем изменении отношений p_j/p_∞ и L/d . Отсутствие влияния p_j/p_∞ и L/d на боковую силу отношений при постоянном массовом расходе инжектируемой струи подтверждают также многочисленные эксперименты в соплах [2].

Таким образом, можно заключить, что из выписанных выше шести безразмерных комбинаций существенными для рассматриваемой задачи являются только M_∞ и Λ .

Введем теперь понятие о коэффициенте усиления K , как об отношении полной боковой силы к тяге струи в вакууме F_v

$$p_j d^2 \sim F_v, \quad \Lambda \sim \frac{m u_\infty}{\rho_\infty L^2} \frac{1}{M_\infty^2} \quad (m = 1/4 \pi d^2 \rho_j u_j)$$

(где m — массовый расход струи), приходим к следующей функциональной зависимости для коэффициента усиления

$$K = f_2(M_\infty, \Phi_0), \quad \Phi_0 = \frac{m u_\infty}{\rho_\infty L^2} \frac{1}{M_\infty^2} \quad (2)$$

Произведение

$$M_\infty^2 \Phi_0 = \frac{m u_\infty}{\rho_\infty L^2 / M_\infty^2 M_\infty^2}$$

пропорционально отношению потерянного основным потоком количества движения ($m u_\infty$) к начальному количеству движения той части основного потока, которая взаимодействует со струей ($\gamma p_\infty L^2 / M_\infty^2 M_\infty^2$)⁴. Естественно предположить, что именно это произведение определяет величину коэффициента усиления.

⁴ Согласно [5] линейный масштаб указанной области пропорционален L / M_∞ .

Следовательно, зависимость (2) может быть переписана в виде

$$K = \varphi(M_\infty^2 \Phi_0) = \varphi(\Phi) \quad \left(\Phi = M_\infty^2 \Phi_0 = \frac{m u_\infty}{p_\infty L^2} \right) \quad (3)$$

Для сопоставления полученного соотношения (3) с опытом использовались как данные зарубежных исследователей [2], так и результаты экспериментов, проведенных авторами.

На фигуре приведена зависимость коэффициента усиления от определенного выше параметра Φ . (Условные обозначения и соответствующие данные имеются в таблице.) Обозначения 3 и 6 отвечают турбулентному, 4 и 5 — ламинарному пограничному слою.

Источник	Обозначение	R	L/d	p_{03}/p_∞	M_∞	d, мм
Родригес [2]	1	—	—	—	4.18	9.5 и 18
	2	—	—	—	4.5	9.5
Амик [2]	3	—	—	—	—	6.4
	4	0.37·10 ⁶	19.7	10÷26	3.85	3.23
	5	—	10	—	—	6.4
Данная работа	6	5.6·10 ⁶	14.7	12÷50	3.02	4.0

Результаты Амика и Родригеса заимствованы из статьи [2].

Следует отметить, что хотя Родригес исследовал инжекцию струи в коническое сопло, предположительно [2] влияние кривизны стенок сопла не было существенным в его опытах.

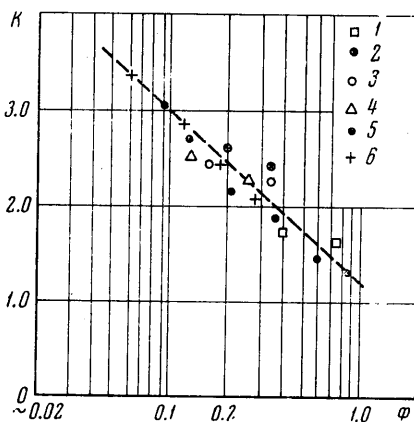
При обчете результатов Родригеса скорость и давление основного потока в сечении инжекции находились по одномерной теории, а в качестве характерной длины L выбиралось расстояние от критического сечения сопла до центра отверстия инжекции.

В опытах данной работы сверхзвуковой поток создавался с помощью конического сопла с полууглом раствора 15°. (Значение $M_\infty = 3.02$ отвечает расчету по одномерной теории.)

Для замера распределения статического давления пластина была дренирована в продольном и поперечном направлениях. Это позволило надежно выбирать те режимы, на которых зоны перераспределения статического давления при инжекции струи целиком размещались на поверхности пластины. При обчете результатов экспериментов в качестве давления p_∞ выбиралось давление в точке, лежащей на оси симметрии пластины в 9 мм вверх по течению от центра отверстия. Во всех опытах $p_{\infty} = 0.43 \text{ ата}$. Результирующая боковая сила замерялась с помощью тензодатчиков обычным способом.

Из фигуры видно, что параметр $\Phi = m u_\infty / p_\infty L^2$ действительно позволяет провести корреляцию известных экспериментальных данных, полученных в довольно широком диапазоне изменения характерных параметров. Опытные точки удовлетворительно группируются при $0.06 \leq \Phi \leq 0.9$ возле прямой $K = -1.87 \lg \Phi + 1.12$, нанесенной на фигуре пунктиром.

В заключение отметим очевидную качественную аналогию между результатами, полученными в данной работе, и выводами статьи [5], посвященной определению сил в передней зоне двумерных струй, инжектируемых в сверхзвуковой поток.



ЛИТЕРАТУРА

Поступило 24 X 1968

1. Zukoski E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal, 1964, vol. 1, No. 2.
2. Broadwell J. E. Analysis of the fluid mechanics of secondary injection for trust vector control. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5.

3. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.
5. Hawk N. E., Amick J. L. Two-dimensional secondary jet interaction with a supersonic stream. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 4.
6. Spraid F. W., Zukoski E. E. Further Experiments concerning secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 12.

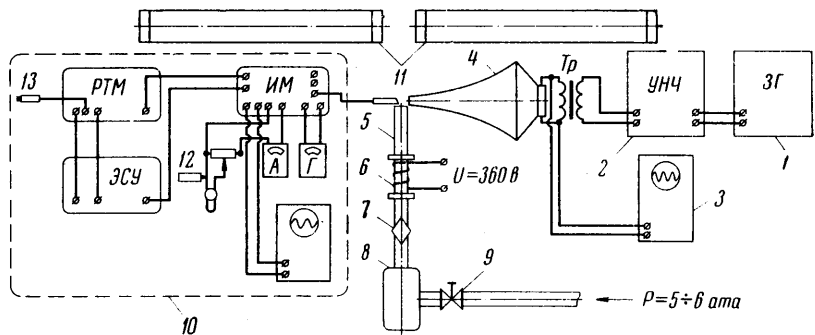
АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА КОРНЕВУЮ ЧАСТЬ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

Н. Н. ИВАНОВ

(Москва)

Приведены результаты экспериментальных исследований воздействия низкочастотных акустических возмущений различной частоты и постоянной интенсивности на корневую часть неизотермической дозвуковой турбулентной струи, истекающей из прямоструйной форсунки с коническим диффузором, в диапазоне чисел Струхала 0.031—0.054.

Приведены экспериментальные зависимости средней скорости и продольной интенсивности турбулентности как для невозмущенного течения, так и для течения в акустическом поле в функции от различных параметров.



Фиг. 1

В последнее время в работах [1-4] были показаны результаты исследований, посвященных изучению турбулентных струй и пламен при воздействии акустических возмущений.

Так, например, в работе [1] показано, что такое воздействие на дозвуковую турбулентную струю наряду с другими эффектами приводит при определенных условиях как к увеличению, так и к уменьшению средней скорости и пульсаций потока. Можно предполагать, что такое изменение аэродинамических характеристик потока в камере сгорания, в свою очередь, приведет либо к более интенсивному перемешиванию компонентов и выгоранию топлива вблизи от среза топливоподающих форсунок, либо, наоборот, к ослаблению интенсификации турбулентного перемешивания.

Опытная установка и аппаратура. Схема установки, на которой проводились исследования, показана на фиг. 1. Здесь 1 — звуковой генератор ЗГ-14, 2 — усилитель низкой частоты, 3 — катодный осциллограф, 4 — акустическое устройство, 5 — форсунка, 6 — электроподогреватель, 7 — ротаметр, 8 — ресивер, 9 — вентиль, 10 — электротермоанемометр ЭТА-5А, 11 — теневой прибор ИАВ-451 (условно приподнят над форсункой и повернут на 90°), 12 — шлейф, 13 — подводка к электросети.

В качестве рабочего тела, подаваемого в струйную форсунку, использовался подогретый воздух, отбираемый из заводской сети низкого давления. Струйная форсунка конструктивно представляла собой трубку, скрепленную с коническим раструбом. Диаметр трубки форсунки $d = 8$ мм, выходной диаметр конического раструба $D = 2R = 12$ мм, угол раскрытия конического раструба $2\alpha = 5^\circ$, а длина этого раструба 50 мм, или 6.25 калибра. Воздух подогревался электроподогревателем, при