

На фиг. 5 приведены типичные кадры киносъемки разрядного промежутка аппаратом СФР со скоростью 15000 кадр/сек. Видно, что время жизни каналов проводимости на электроде различно. На фиг. 6 приведена запись высокочастотных колебаний I и U в цепи электродов.

Анализ данных киносъемки разрядного промежутка показал, что время жизни локального канала проводимости на электроде колеблется в широких пределах: от $5 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-2} сек. Исчезновение элементарных каналов проводимости, возможно, связано с задуванием их потоком. Типичное время жизни каналов проводимости, определенное в каком-либо пуске по кадрам СФР-съемки, и характерная частота высокочастотных пульсаций I и U , определенная по осциллографической записи, совпадают в пределах точности измерений. По-видимому, высокочастотные пульсации I и U в цепи электродов определяются возникновением и «затуханием» отдельных каналов проводимости.

Отмечено, что в некоторые моменты времени локальные контрагированные каналы проводимости возникают лишь на одном электроде. Кроме того, на графитовых электродах элементарные каналы проводимости чаще, чем на медных и стальных, имеют более развитую форму (большие размеры).

Обследование металлических электродов после проведения эксперимента показало, что на полированной поверхности появились следы слабой эрозии.

Поступило 23 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. Физматгиз, 1962.
2. Лебедев М. А., Гуськов Ю. К. Электрический прибор в атмосфере паров цезия. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 12, стр. 1462.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУИ ГАЗА, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ОТВЕРСТИЯ В ПЛАСТИНЕ, СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

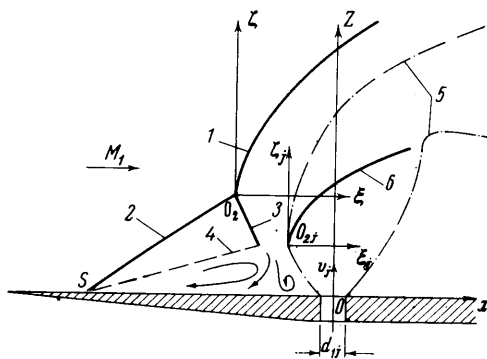
А. И. ГЛАГОЛЕВ, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

Истечение струи газа из отверстия на поверхности тела в сверхзвуковой поток рассматривалось в ряде работ (см., например, [1-3]). Большинство этих и других работ в основном были посвящены изучению силы тяги, возникающей при истечении струи, с учетом дополнительной силы, возникающей из-за перестройки характера течения около струи при взаимодействии ее с основным потоком. Газодинамическая схема и характер течения около вдуваемой струи рассмотрены в работе [4]. Однако изменение структуры течения в самой вдуваемой струе при взаимодействии ее с внешним сверхзвуковым потоком, по сравнению со случаем истечения в покоящийся газ, до настоящего времени изучено недостаточно подробно.

В данной статье приводятся результаты исследования геометрических параметров струи газа, истекающей из дозвукового сопла, расположенного в пластине, в сверхзвуковой поток с числом $M_1 = 3$. Диаметр среза сопла $D_{1j} = 14$ мм. Пограничный слой на пластине перед областью взаимодействия был турбулентный.

Схема взаимодействия вдуваемой струи с внешним сверхзвуковым потоком (в плоскости симметрии) представлена на фиг. 1. Перед струей возникает основной скачок уплотнения 1, от которого вверх по потоку отходит пространственный косой скачок 2, вызывающий отрыв пограничного слоя. Поскольку поток за косым



Фиг. 1

скачком уплотнения 2 остается сверхзвуковым, то перед струей наблюдается скачок уплотнения 3. Скачки 1, 2 и 3 образуют в плоскости симметрии одну тройную точку пересечения O_2 . Между струей и точкой отрыва S имеется область сложного отрывного течения, пунктирной линией 4 обозначена его верхняя граница. Штрих-пунктирной линией 5 показана граница струи. В струе имеется сложная система искривленных скачков уплотнения.

Вдуваемая в сверхзвуковой поток струя расширяется во все стороны неравномерно. Характер распределения давления на границе струи, по-видимому, аналогичен с распределением давления по боковой поверхности цилиндра, укрепленного на пластине [5]. Давление на передней границе струи существенно больше, чем давление на задней границе. Кроме того, давление вдоль передней границы струи непостоянно. Оно имеет максимум в области, лежащей за тройной точкой пересечения скачков уплотнения, точнее за скачком 3. Именно в этой области внутри струи наблюдается начало искривления внутреннего скачка уплотнения.

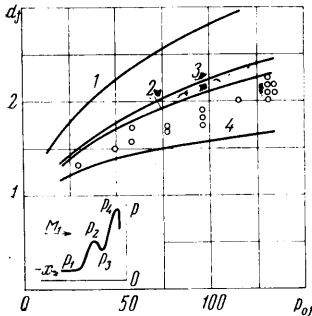
Давление за струей, как и давление в застойной зоне за цилиндром, имеет относительно малую величину. Поэтому струйки тока вдоль задней границы расширяются до более низкого давления, чем струйки тока вдоль передней границы. Вследствие этого центральный скачок приобретает сложную несимметричную пространственную форму, отличную от симметричной формы, возникающей при истечении струи в покоящийся газ [6]. Полностью бочкообразный скачок уплотнения не был замечен на фотографиях Теплера.

по-видимому, ввиду его различной интенсивности. Газ, прошедший скачки уплотнения, уносится основным потоком.

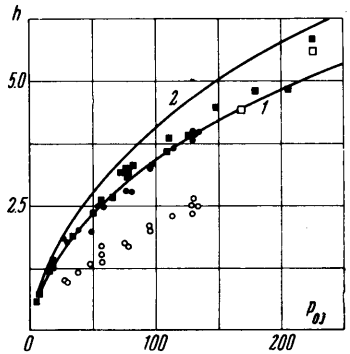
Введем в плоскости симметрии следующие системы координат: основную ($x = X/D_{1j}$, $z = Z/D_{1j}$, у которой ось x направлена по потоку, ось z — перпендикулярно поверхности пластины, начало координат O — в центре сопла) и две вспомогательные подвижные системы ($\xi = \Xi/D_{1j}$, $\zeta = Z/D_{1j}$) и ($\xi_j = \Xi_j/D_{1j}$, $\zeta_j = Z_j/D_{1j}$), оси которых параллельны осям основной системы. Они связаны соответственно с основным и центральным скачками уплотнения и имеют начало в их передних точках (точки O_2 и O_{2j} на фиг. 1). Введем также (несколько отличные от обычно принятых) параметры, характеризующие геометрию струи, а именно такие, которые можно наиболее точно измерить при обработке оптических фотографий.

Рассмотрим степень расширения струи. За характерный диаметр D_j струи удобно принять удвоенное расстояние от оси z до начала искривления внутреннего скачка уплотнения (точка O_{2j}), так как этот размер на оптических фотографиях картины течения можно измерить наиболее точно. На фиг. 2 кружками представлена экспериментальная зависимость $d_j = D_j/D_{1j}$ от отношения давлений $p_{0j} = P_{0j}/P_1$, где P_{0j} — полное давление в струе, P_1 — статическое давление внешнего невозмущенного потока. По одномерной теории легко рассчитывается диаметр струи d_j , изэнтропически расширяющейся от давления p_{0j} до давления p_1 . На фиг. 2 сплошными линиями показаны зависимости $d_j = f(p_{0j})$. Индекс кривых совпадает с индексом соответствующего характерного давления. Кривая распределения давления на поверхности пластины перед струей с указанием на ней положений характерных давлений p_i схематически показана на фиг. 2 в нижнем левом углу. Экспериментальные точки ближе всего расположены к кривой 2, соответствующей давлению p_2 , за скачком уплотнения 2 (фиг. 1), вызывающим отрыв пограничного слоя. Следовательно, зная величину критического перепада давления p_2/p_1 , можно примерно оценить величину расширения струи. В свою очередь, критический перепад давления можно приближенно рассчитать, воспользовавшись результатами работ, посвященных изучению взаимодействия двумерных и трехмерных скачков уплотнения с пограничным слоем.

Понятие глубины проникновения вдуваемой струи в сверхзвуковой поток также носит несколько неопределенный характер. На оптических фотографиях картины течения [4] видны основной и внутренний скачки уплотнения. Но контактная поверхность, отделяющая вдуваемую струю от основного потока, на большинстве фотогра-



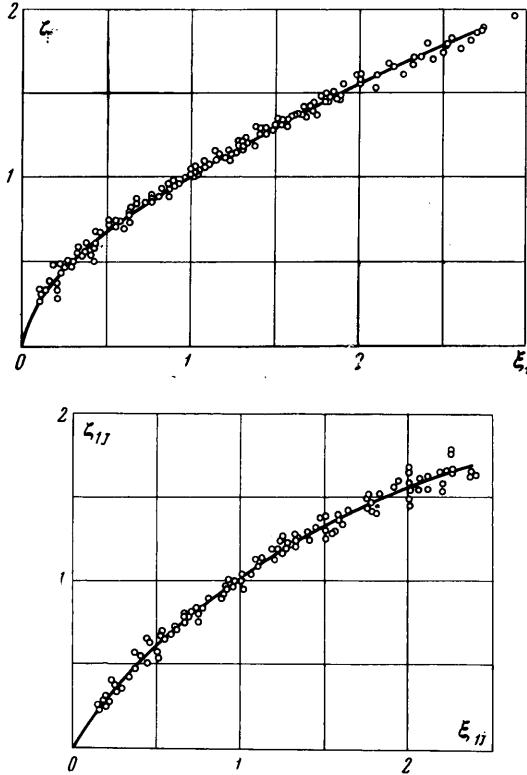
Фиг. 2



Фиг. 3

фий заметна недостаточно четко. Поэтому в качестве характерной высоты струи (или глубины ее проникновения) целесообразно принять такой размер, который можно достаточно точно и определенно измерить на оптических фотографиях.

Рассмотрим две величины: H_1 — расстояние по оси z от поверхности пластины до внутреннего скачка уплотнения и $H_3 = 1/2 (H_1 + H_2)$, где H_2 — расстояние по оси z до основного скачка уплотнения. Зависимость величин $h_1 = H_1/D_{1j}$ (светлые кружочки) и $h_3 = H_3/D_{1j}$ (темные кружочки) от величины p_{0j} представлены на фиг. 3.



Фиг. 4

Там же для сравнения показана глубина проникновения h_2 струи азота, истекающей со звуковой скоростью в сверхзвуковой поток с числом $M_1 = 2.61$ (светлые квадратики) и $M_1 = 2.56$ (темные квадратики), полученная в работе [2]. Хотя условия экспериментов не были идентичными, качественное совпадение всех данных следует считать удовлетворительным.

Согласно работе [2], можно провести оценку глубины проникновения струи газа в сверхзвуковой поток на основе замены струйного препятствия эквивалентным твердым препятствием. Характерные размеры последнего определяются из условия равенства между сопротивлением носовой части твердого тела и количеством движения вдуваемого газа. В качестве эквивалентного твердого тела использовался лежащий на поверхности пластины осесимметричный полуцилиндр, расположенный по потоку и сопряженный спереди с четвертью сферы. Пограничный слой на пластине не учитывается. Силы давления на сферу со стороны внешнего потока определяются по уточненной формуле Ньютона. Скорость струи v_j определялась из условия расширения струи до давления окружающей среды, которое считается равным давлению p_1 . Массовый расход вдуваемого газа m_j равен массовому расходу газа через отверстие для вдува, который определяют в предположении, что газ истекает со скоростью звука через круглое отверстие эквивалентного диаметра $D_{1j}\sqrt{c}$, где c — коэффициент расхода. Таким образом, условие равновесия записывается в виде

$$F_x = m_j v_j \tag{1}$$

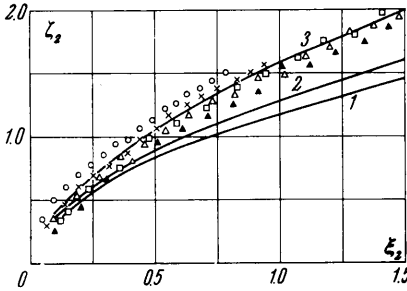
где F_x — сила, действующая по оси x со стороны внешнего потока на рассматриваемое эквивалентное тело.

Решая это уравнение относительно высоты препятствия h и вычисляя v_j и m_j через начальные параметры, получаем

$$\frac{h}{d\sqrt{c}} = \frac{1}{M_1} \left(p_{0j} \frac{2}{c_p^*} \right)^{1/2} \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^\kappa [1 - p_{0j}^{\kappa'}] \right\}^{1/4} \quad (2)$$

$$\kappa = (\gamma + 1)/(\gamma - 1), \quad \kappa' = (1 - \gamma)/\gamma$$

Здесь c_p^* — коэффициент давления, соответствующий давлению торможения за прямым скачком уплотнения; γ — показатель адиабаты. В случае истечения газа из отверстия со звуковой скоростью $\sqrt{c} = 1$. На фиг. 3 кривая 2 соответствует уравнению (2). Это уравнение, по-видимому, правильно отражает качественный характер зависимости глубины проникновения струи от параметров набегающего потока и вдуваемой струи, однако, оно без поправочных коэффициентов не дает количественного совпадения с экспериментом. Если же в правую часть уравнения (2) ввести поправочный коэффициент и положить его, в частности, при $M_1 = 3$, равным $k = 0.85$, то вычисленные значения h (кривая 1) хорошо совпадут с экспериментальными значениями величин h_3 .



Фиг. 5

Форма основного скачка уплотнения в координатах $\xi_1 = \xi/\xi_0$, $\zeta_1 = \zeta/(h_2 - \zeta_0)$ и форма внутреннего скачка уплотнения в координатах $\xi_{1j} = \xi_j/\xi_{0j}$, $\zeta_{1j} = \zeta_j/(h_1 - \zeta_{0j})$

представлены, соответственно, на фиг. 4, а и б, где ξ_0 , ζ_0 и ξ_{0j} , ζ_{0j} — координаты точек O_2 и O_{2j} в основной системе координат (фиг. 1). На графиках нанесены значения координат скачков уплотнения, полученных для ряда значений величины p_{0j} , лежащей в интервале $21.5 \leq p_{0j} \leq 132$. В этих координатах формы обоих скачков уплотнения универсальны и не зависят от величины p_{0j} .

Для теоретического расчета формы основного скачка уплотнения в ряде работ (см., например [3, 7, 8]) предлагается воспользоваться теорией сильного взрыва [9, 10]. Взаимодействие скачка уплотнения перед струей с пограничным слоем на пластине при этом не учитывается. Используется аналогия между неустановившимся течением за цилиндрической ударной волной и установившимся осесимметричным течением, образующимся при обтекании затупленного тонкого тела вращения гиперзвуковым потоком идеального газа. В решении второго порядка для радиуса ударной волны r время t заменяется [10] на величину $\xi_2 = \Xi/u_1$, где u_1 — скорость во внешнем потоке, а величины давления p и скорости звука a в окружающей среде заменяются, соответственно, на аналогичные величины p_1 и a в невозмущенном потоке. Далее, учитывая, что величина энергии $1/2 E$, приходящейся на единицу длины, равна приращению количества движения $m_j u_1$ вдуваемой струи в осевом направлении в единицу времени (где m_j — секундный расход массы через отверстия для вдува) и вычисляя эту величину через параметры струи и параметры невозмущенного основного потока, получаем следующее выражение для радиуса основного скачка уплотнения:

$$\frac{r}{r^*} = \left(\frac{4\gamma}{\pi J} \right)^{1/4} \left[1 - \lambda \left(\frac{\pi J}{4\gamma} \right)^{1/2} \frac{1}{M_1^2 r^*} \right]^{1/2} \left(\frac{\xi_2}{r^*} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Здесь, где J и λ — константы, зависящие от отношения удельных теплоемкостей $\gamma = c_p/c_v$. Для $\gamma = 1.4$ величины $J = 0.88$ и $\lambda = -1.989$. Характерный радиус $r^* = (m_1/m_j)^{1/2}$, где m_1 — секундный расход через характерное поперечное сечение основного потока. Решение первого порядка получается из этого уравнения, если положить второй член в квадратных скобках равным нулю.

На фиг. 5 дано сравнение теоретических и экспериментальных данных, полученных в диапазоне изменения $21.5 \leq p_{0j} \leq 132$. Кривая 1 соответствует решению первого порядка, кривая 2 — решению второго порядка. Все экспериментальные точки лежат выше обеих кривых и группируются около кривой 3, которая описывается тем же уравнением (3), но с правой частью, умноженной на поправочный коэффициент $k_1 = 1.20$.

Следует заметить, однако, что экспериментальные точки в системе координат ξ_2 , ζ_2 не располагаются на одной кривой. Для меньших значений p_{0j} точки лежат несколько ниже.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hsia H. T-S., Seifert H. S., Karamchety K. Shocks induced by secondary fluid injection. J. Spacecraft and Rockets, 1965, vol. 2, No. 1.
2. Zukoski E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 10.
3. Charwat T. E., Allegre I. Interaction of a supersonic stream and transverse supersonic jet. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
4. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
5. Sykes D. M. The supersonic and low speed flows past circular cylinders of finite length supported at one end. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12, pt 3.
6. Crist S., Sherman P. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1.
7. Broadwell J. E. Analysis of the Fluid Mechanics of Secondary Injection for Thrust Vector Control. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5.
8. Karamchety K., Hsia H. T-S. Integral approach to an approximate analysis of thrust vector control by secondary injection. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 11.
9. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.
10. Sakurai A. On the propagation and structure of the blast wave. J. Phys. Soc. Japan, 1953, vol. 8, p. 662—669.

О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ТЕМПЕРАТУРНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ГАЗА В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

В. Н. КАЛАШНИКОВ

(Москва)

При энергетическом разделении газа в вихревой трубе с ростом давления перед соплами трубы температурные разности выходящих потоков вначале резко возрастают, но затем, по достижению некоторого значения давления, остаются неизменными, как бы высоко оно в дальнейшем не поднималось. Это характерное для вихревого эффекта насыщение, а также некоторые другие особенности энергетического разделения могут быть исследованы на основании результатов, полученных из соображений подобия и размерностей в [1]. Как было показано в этой работе, процесс энергетического разделения газа в вихревой трубе, кроме таких безразмерных параметров, как отношение расхода холодного газа к полному расходу, числа Маха и отношения теплоемкостей, определяется числом Россби $n = \rho_1' M_0 D / G_0^2$. Здесь ρ_1' — плотность газа в холодном потоке перед диафрагмой вихревой трубы; D — диаметр вихревой трубы; G_0 — массовый расход газа в закрученном потоке, направленном от сопел к вентилю, регулирующему расход горячего газа; M_0 — поток момента количества движения относительно оси трубы, переносимого этим закрученным потоком. Если пренебречь небольшим паразитным потоком газа — потоком, направленным непосредственно из вводных сопел в отверстие диафрагмы, — то можно считать, что G_0 совпадает с полным расходом газа через вихревую трубу.

Далее будем пренебрегать существованием паразитного потока. Это оправдано для диафрагм с небольшими отверстиями, по диаметру не превышающими половины диаметра вихревой трубы. Будем для определенности считать истечение из сопел вихревой трубы критическим, расстояние от осей сопел до оси трубы равным радиусу трубы. Предположим, что газ термодинамически идеальный. При этих предположениях поток момента количества движения $M_0 = \frac{1}{2} G_0 w D$ (w — скорость истечения газа из сопел, равная скорости звука), а разность температуры подведенного к вихревой трубе газа и температуры охлажденного газа, выходящего через отверстие диафрагмы с расходом G_1 , может быть представлена в виде

$$\Delta T_1 = \frac{w^2}{2c_p} f(\mu, n) \quad (1)$$

Здесь f — некоторая безразмерная функция, $\mu = G_1 / G_0$ — безразмерный холодный расход, $n = \rho_1' w D^2 / 2G_0$ — число Россби. Превышение температуры нагретого газа $\Delta T_2 = T_2 - T_0$ связано с $\Delta T_1 = T_0 - T_1$ простым соотношением $\mu \Delta T_1 = (1 - \mu) \Delta T_2$, следующим из закона сохранения энергии.

В практике экспериментальных исследований вихревого эффекта величина μ играет роль независимого переменного. Таким образом, в рамках принятых ограничений единственным параметром, определяющим вихревой эффект, является число Россби n . Далее рассмотрим, как изменяются параметр n и множитель перед безразмерной