

УДК 532.525.3

© 1991 г.

Е. Г. ЗАЙЦЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НАД УСТУПОМ ПЛОСКОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ СТРУИ

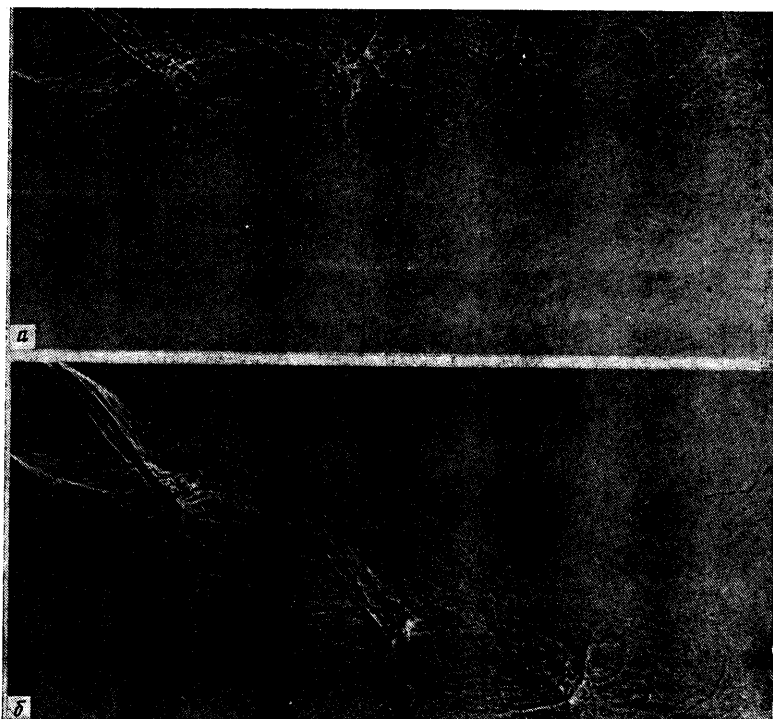
Выполнено экспериментальное исследование распространения звуковой недорасширенной струи над плоским торцом. В отличие от предыдущих работ рассматривается не свободная струя, а струя, истекающая из сопла вдоль горизонтальной поверхности. В данном случае полный отрыв струи от поверхности и прилипание ее к стенке торца связаны с особенностями распространения пристеночных недорасширенных струй. Проведено исследование влияния полного давления в струе и высоты уступа на отрыв и прилипание струи к стенке, а также на основные характеристики течения — давление в возникающей донной области, протяженность циркуляционной зоны, траекторию струи. Изучены возникающие гистерезисные явления.

Из струйных течений со ступенчатой начальной неравномерностью параметров, обусловленной принципиальными особенностями объекта, формирующего течение, особо следует выделить течения со ступенчатой неравномерностью, когда скоростная неравномерность приводит к неизобаричности. Подобные течения реализуются, в частности, при распространении свободной струи вблизи плоского торца [1–5]. В этом случае возникает существенный перепад давления между наружной (свободной) стороной струи и стороной, обращенной к торцу. Струя имеет сильно искривленную траекторию (прилипание струи к стенке происходит на удалениях порядка 1,5–2,5 высот уступа), возникает внутренняя приторцевая область пониженного давления с циркуляционной зоной. В большинстве работ, например [2, 4–6], исследовалось распространение дозвуковой струи, а распространение сверхзвуковой струи исследовалось для случаев, когда высота уступа мала по сравнению с размерами выходного сечения сопла [7, 8].

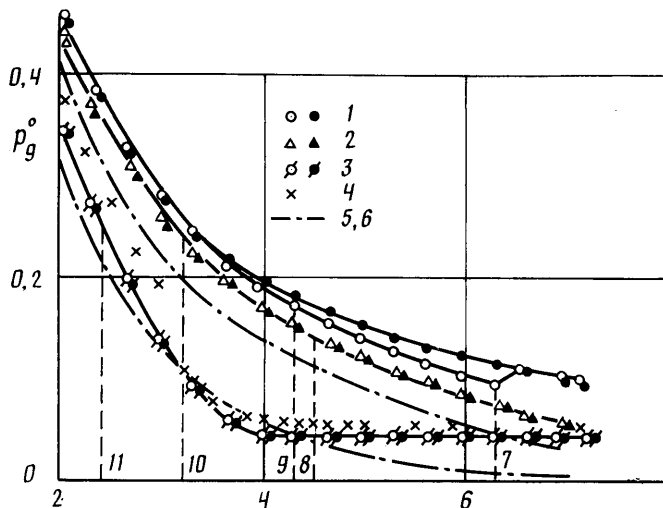
1. Экспериментальные исследования проводились на специальной модельной установке, позволяющей менять высоту уступа H , над которым распространялась плоская пристеночная струя. Струя выдувалась вдоль горизонтальной поверхности через суживающееся сопло, образованное самой поверхностью и кромкой сопла. Выходное сечение сопла имело размер 8×87 мм². Относительная высота уступа $H^{\circ} = H/h$ (h — высота выходного сечения сопла) могла меняться в диапазоне 14,9–0,9 с шагом $\Delta h^{\circ} = \Delta h/h = 2$. Величина полного давления в струе p_0 изменялась от 0,2 до 0,7 МПа. Так как течение двумерное, измерения статического давления проводились при помощи дренажных отверстий на боковой стенке. Для фотографирования течения боковые крышки заменялись оптическими стеклами, а визуализация течения осуществлялась теневым методом с помощью прибора ИАБ-451. Дополнительная визуализация осуществлялась шелковинками, наклеенными на стенку.

При каждом значении H° по мере повышения полного давления в струе измерялось статическое давление в соответствующих точках и проводилось фотографирование течения. Такие же действия выполнялись при уменьшении p_0 . Все измерения и вычисления проводились с помощью системы автоматического сбора и обработки информации.

2. В отличие от распространения свободной струи около плоского торца при распространении пристеночной струи существуют два режима течения. При малых значениях относительного полного давления $p_0^{\circ} =$



Фиг. 1



Фиг. 2

$= p_0/p_a$ (p_a — давление окружающей среды) струя распространяется как настильная вдоль горизонтальной поверхности (фиг. 1, а). Полный отрыв струи от поверхности и прилипание ее к стенке с образованием циркуляционной зоны в донной области происходят при определенном критическом значении давления в струе p_{0*}° (фиг. 1, б). Снижение полного давления после отрыва струи приводит к обратному присоединению струи к поверхности при $p_{0**}^{\circ} < p_{0*}^{\circ}$, т. е. имеет место гистерезис критического значения перепада давления.

На фиг. 2 приведены зависимости относительного давления в донной области $p_g^\circ = p_g/p_0$ от полного давления в струе для значений $H^\circ = 14,9; 6,9; 2,9$ (данные 1–3). Донное давление измерялось на боковой стенке на высоте $1/2 H$ и на расстоянии $x = 12$ мм от торца. Светлые точки соответствуют увеличению p_0° , а затемненные — уменьшению p_0° . Для каждого H° вертикальными штриховыми линиями отмечены соответствующие значения p_{0*}° и p_{0**}° (7, 8, 11 — p_{0*}° и 9–11 — p_{0**}° для $H^\circ = 14,9; 6,9; 2,9$). Как показали проведенные исследования, при $H^\circ \geq 14,9$ смена режима течения при повышении p_0° проявляется на кривых $p_g^\circ(p_0^\circ)$ скачкообразным увеличением относительного донного давления. Кроме того, наблюдается гистерезис донного давления при уменьшении p_0° . При $H^\circ < 14,9$ указанные явления отсутствуют.

В том случае, когда высота уступа мала ($H^\circ \leq 4,9$), после полного отрыва струи от поверхности при увеличении p_0° наступает такой режим течения, когда относительное давление в донной области не зависит от относительного полного давления в струе, т. е. $p_g^\circ = \text{const}$. В этом случае реализуется так называемый предельный (автомодельный) режим течения с замкнутой донной областью, при котором p_g растет прямо пропорционально p_0 . Такой режим может иметь место, например, при обтекании ступеньки безграничным сверхзвуковым потоком или при течи в канале с внезапным расширением [9, 10]. На предельном режиме струя вытекает из сопла так, как если бы она должна была иметь максимальное сечение, значительно превышающее по площади сечение канала. Когда струя достигает поверхности стенки, ее расширению препятствует сильный скачок уплотнения, который отчетливо виден на фотографиях. Скачок уплотнения не достигает поверхности стенки благодаря наличию дозвуковых потоков в пограничном слое и в зоне, где струя смешивается с газами, циркулирующими в донной области. Однако дозвуковая зона тонка и не может предотвратить изоляции донной области. В связи с этим и наступает автомодельный режим течения, который при фиксированных геометрических параметрах характеризуется одним и тем же относительным донным давлением. Чем меньше H° , тем при меньших p_0° наступает указанный режим течения. При исследовании эжекторов с короткой камерой смешения тоже был обнаружен такой режим течения [10]. Цифрой 4 на фиг. 2 обозначены экспериментальные данные из [10], соответствующие $H^\circ = 2,1$. На автомодельном режиме течения результаты хорошо совпадают. Это подтверждает тот факт, что давление в замкнутой донной области определяется только скоростью истечения струи и относительным расширением канала.

На фиг. 2 штрихпунктирными линиями 5, 6 ($H^\circ = 6,9$ и 2,9) нанесены зависимости относительного донного давления p_g° от p_0° в канале с внезапным расширением. Оценка произведена по одномерному расчету в предположении изоэнтропического расширения газа из сопла в канале при отсутствии потерь на трение и для равномерного потока в выходном сечении канала. В этом случае из уравнений неразрывности и импульсов получается, что

$$p_0^\circ q(\lambda_1) = \frac{q(\lambda_2)}{\pi(\lambda_2)} f, \quad p_g^\circ = \frac{1}{a} \frac{q(\lambda_1)}{f-1} [z(\lambda_2) - z(\lambda_1)]$$

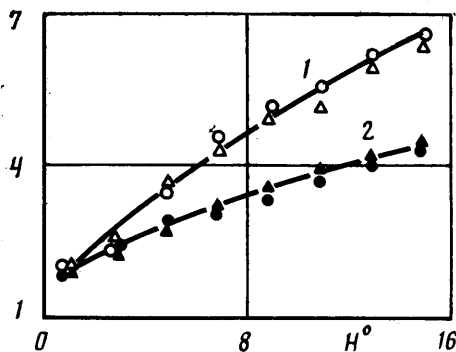
$$q(\lambda) = a\lambda(1 - b\lambda^2)^c, \quad \pi(\lambda) = (1 - b\lambda^2)^d, \quad z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda}$$

$$f = \frac{F_2}{F_1}, \quad a = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{1/(\kappa-1)}, \quad b = \frac{\kappa-1}{\kappa+1}, \quad c = \frac{1}{\kappa-1}, \quad d = \frac{\kappa}{\kappa-1}$$

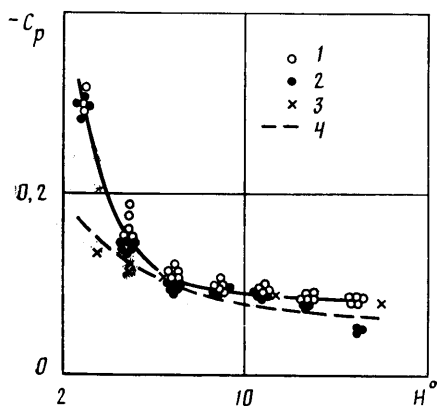
Здесь показатель адиабаты $\kappa=1,4$; λ_1, λ_2 — приведенные скорости газа в выходных сечениях сопла (в нашем случае $\lambda_1=1$) и канала; F_1, F_2 — площади выходных сечений сопла и канала; $q(\lambda), \pi(\lambda), z(\lambda)$ — газодинамические функции.

Результаты расчета дают в основном заниженные значения донного давления, причем с уменьшением H° происходит уменьшение расхождения результатов расчета и эксперимента (за исключением автоматических режимов течения при $H^\circ \leq 4,9$).

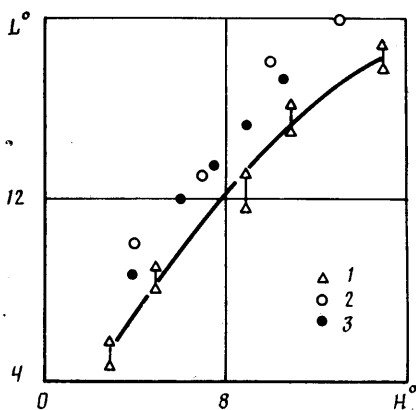
Результаты исследования влияния высоты уступа на критические значения p_{0*}° и p_{0**}° приведены на фиг. 3: 1 — p_{0*}° , 2 — p_{0**}° . При малых высотах уступа ($H^\circ \leq 4,9$), когда уже при небольших перепадах давления струя истекает так, как если бы она должна была достичь максимального сечения, превышающего по площади сечение канала, практически не наблюдается гистерезиса в соответствующих полных давлениях. По мере увеличения H° происходит увеличе-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

ние разницы $\Delta p^\circ = p_{0*}^\circ - p_{0**}^\circ$ между давлением отрыва струи и давлением ее обратного присоединения. При $H^\circ=14,9$ величина $\Delta p^\circ/p_{0*}^\circ$ составляет примерно 0,31. Рост критического значения p_{0*}° с увеличением H° связан с ростом статического давления в зоне обратного течения воздуха из окружающего пространства через зазор между внешней границей струи и стенкой. Так как расход воздуха в обратном потоке равен присоединенной массе струи на длине стенки, а эжекционные свойства струи определяются главным образом только ее начальным импульсом [11], то с увеличением H° скорость обратного течения уменьшается.

Зависимость коэффициента давления $C_p = (p_g - p_a)/(p_0 - p_a)$ от относительной высоты уступа показана на фиг. 4: 1 — экспериментальные данные для пристеночной струи, 2 — для полностью оторвавшейся струи. Заметим, что при $H^\circ \leq 4,9$ не нанесены точки, соответствующие автоматическим режимам течения. Здесь же приведены результаты экспериментов 3 и расчетов 4 из [2] для плоской дозвуковой свободной струи,

распространяющейся над уступом. После отрыва пристеночной струи коэффициент давления является функцией относительной высоты уступа $C_p = f(H^\circ)$, как и в случае течения дозвуковой струи [2, 5]. Для течения настильной струи величина C_p , вообще говоря, зависит также и от начального импульса струи, т. е. от p_0° . Однако, как видно из приведенных на фиг. 4 данных, разброс экспериментальных точек составляет около 10%. Поэтому с указанной точностью можно считать, что коэффициент давления и на этом режиме течения определяется только величиной H° . Отклонение экспериментальных точек от общей кривой при $H^\circ \geq 14,9$ связано с резким изменением величины донного давления, которое имеет место для $H^\circ \geq 14,9$ при отрыве струи от поверхности и прилипанию ее к стенке. Заметим, что при обтекании уступов безграничным дозвуковым потоком донное давление одинаково для всех уступов независимо от их высоты, за исключением уступов малой высоты [7]. Слабо зависит донное давление от H и при обтекании уступа сверхзвуковым потоком [8, 9].

Из данных, приведенных на фиг. 4 видно, что при $H^\circ \geq 6$ коэффициенты давления при течениях над уступом звуковой и дозвуковой струй удовлетворительно совпадают (с погрешностью в пределах 8%). При $H^\circ < 6$, когда происходит «боковое» взаимодействие струи со стенкой, наблюдается существенное расхождение результатов.

На фиг. 5 показана зависимость l относительной длины циркуляционной зоны $L^\circ = l/h$ от высоты уступа H° . Здесь же приведены экспериментальные данные [2, 4] (точки 2 и 3) для свободной турбулентной дозвуковой струи, распространяющейся над уступом. Длина циркуляционной зоны определялась аналогично методике, приведенной в [2], — по наклеенным на стенку шелковинкам. Результаты измерений сопоставлялись с данными, полученными при визуализации течения. Величина L° измерялась при p_{0*}° , когда отрыв струи только произошел. По мере увеличения H° происходит рост протяженности циркуляционной зоны, но она остается меньшей, чем при распространении дозвуковой струи. Это связано с тем, что траектория оторвавшейся звуковой струи в отличие от дозвуковой прямолинейна и составляет с горизонтом угол около 25° , который практически не зависит от H° . Только в непосредственной близости от стенки происходит искривление струи (фиг. 1, б).

Течение недорасширенной струи вдоль поверхности носит ударно-волновой характер с присущим таким струям чередованием зон сжатия-разрежения. Рост давления в струе и возникающие в ней скачки вызывают появление на поверхности отрывной зоны. Положение отрывной зоны однозначно определяется положением косога скачка уплотнения в струе [12]. Полный отрыв струи от поверхности и прилипание к стенке обусловлены поперечным градиентом давления, возникающим между областью обратного течения воздуха из окружающего пространства и отрывной зоной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller D. R., Comings E. W. Force-momentum fields in a dual-jet flow // J. Fluid Mech. 1960. V. 7. № 2. P. 237–256.
2. Bourque C., Newman B. G. Reattachment of a two-dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate // Aeronaut. Quart. 1960. V. 11. № 3. P. 201–232.
3. Жукова Л. А., Макаров И. С., Худенко Б. Г. Смещение плоскопараллельных турбулентных струй // Изв. вузов. Авиат. техника. 1964. № 4. С. 67–76.
4. Sawyer R. A. Two-dimensional reattaching jet flows including the effects of curvature on entrainment // J. Fluid Mech. 1963. V. 17. № 4. P. 481–498.
5. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
6. Шальнев К. К., Чернявский Б. А., Демидов Ю. С. О механизме прилипания струи к стенке струйного усилителя — эффект Коанда // Докл. АН СССР. 1967. Т. 175. № 1. С. 55–58.

7. *Иванов М. Я., Назаров В. П.* Исследование «бокового» взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи идеального газа с поверхностями различной формы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 6. С. 3–8.
8. *Гогин Л. В., Степанов Г. Ю.* Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367 с.
9. *Чжен П.* Отрывные течения. Т. 2, 3. М.: Мир, 1973. Т. 2. 280 с. Т. 3. 333 с.
10. *Соркин Л. И., Байков В. С.* Исследования течения в начальном участке звукового эжектора при короткой камере смешения // Лопаточные машины и струйные аппараты. Вып. 3. М.: Машиностроение, 1968. С. 181–194.
11. *Яковлевский О. В.* Гипотеза об универсальности эжекционных свойств турбулентных струй газа и ее приложения // Изв. АН СССР. ОТН. Механ. и машиностр. 1961. № 3. С. 40–54.
12. *Зайцев Е. Г.* Влияние смещения вдоль оси сопла высоконапорного газа на изменение условий запыряния эжектора // Тр. ЦАГИ. 1989. Вып. 2458. С. 10–16.

Москва

Поступила в редакцию
13.VII.1990