

В случае схлопывания полости ($\delta = 0$, $R < 1$) первые два уравнения системы (14) описывают движение полости между состояниями a_0 и $a_0 R_\Delta^2$. Если $\mu > 0$, $R_\Delta > 1$, то $a_0 \leq a R^2 \leq a_0 R_\Delta^2$; если $\mu < 0$, $R_\Delta < 1$, то $a_0 R_\Delta^2 \leq a R^2 \leq a_0$. При достижении минимального радиуса R_Δ размеры и скорость полости определяются по формулам

$$\dot{a} \Big|_{R=R_\Delta} = \frac{\mu}{R_\Delta^2}, \quad \dot{z} \Big|_{R=R_\Delta} = \frac{\alpha}{R_\Delta^2}.$$

Результаты численного решения системы (13) для случая схлопывания пустой полости представлены на рис. 6, где $\alpha = \beta = \gamma = \delta = \varepsilon = 0$, $a_0 = 10^4$, а линии 1—5 соответствуют $\mu = -1,25$; -1 ; $-0,75$; $-0,5$; $-0,25$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. Об одномерной пульсации торондальной газовой полости в сжимаемой жидкости. — ПМТФ, 1977, № 3.
2. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964.
3. Онуфриев А. Т. Теория движения кольца под действием силы тяжести. — Подъем облака атомного взрыва. — ПМТФ, 1967, № 2.
4. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л.: ОГИЗ, 1947.
5. Fraenkel L. E. Examples of steady vortex rings of small cross-section in an ideal fluid. — J. Fluid Mech., 1972, v. 51, N 1.

Поступила 20/XI 1984г.

УДК 536.24:532.54

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ОТРЫВНЫХ ОБЛАСТЯХ, ОБТЕКАЕМЫХ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

Е. Г. Зауличный, В. М. Трофимов

(Новосибирск)

1. В работе описаны эксперименты и приближенный метод расчета теплообмена сверхзвукового потока газа со стенкой в отрывной области, возникающей на уступе-каверне профиля расширяющейся части сопла Лавалья. Опыты проводились на горизонтальной струйной установке, в которой устанавливалось плоское сопло с кавернами (рис. 1, а). Измерены локальные коэффициенты теплообмена и давление на стенках сопла, включая отрывную область. Для измерения коэффициентов теплообмена в сложных условиях течения применялась специальная методика тонких подогреваемых пленок [1]. Параметры течения: температура торможения $T_0 = 250-270$ К, полное давление $p_0 = (9,0-12,5) \cdot 10^5$ Па, число Рейнольдса, построенное по размеру критического сечения сопла, $Re = 6 \cdot 10^6$. Измерения проводились на трех моделях сопел с числами Маха в точке отрыва на кромке каверны соответственно: 1,90; 2,28; 2,61. Схематическое расположение каверны приведено на рис. 1, а. Длина горизонтальной стенки каверны варьировалась в пределах $L = 0$; 14; 27; 47; 60 мм. Высота ее вертикальной стенки $h = 12$ мм во всех опытах оставалась постоянной и была существенно больше толщины пограничного слоя перед точкой отрыва ($\delta_1/h = 0,13-0,17$).

Определим основные типы каверны на профиле сопла в зависимости от длины ее горизонтальной стенки. Каверна, полученная удалением части профиля сопла Лавалья, называется каверной без смещения профиля сопла. Если увеличить длину горизонтальной стенки каверны выдвижением части сопла в поток, то получается каверна с положительным смещением профиля сопла; если же уменьшить ту же стенку перемещением части профиля сопла в обратную сторону, то получится каверна с отрицательным смещением профиля сопла. В данных опытах режиму без сме-

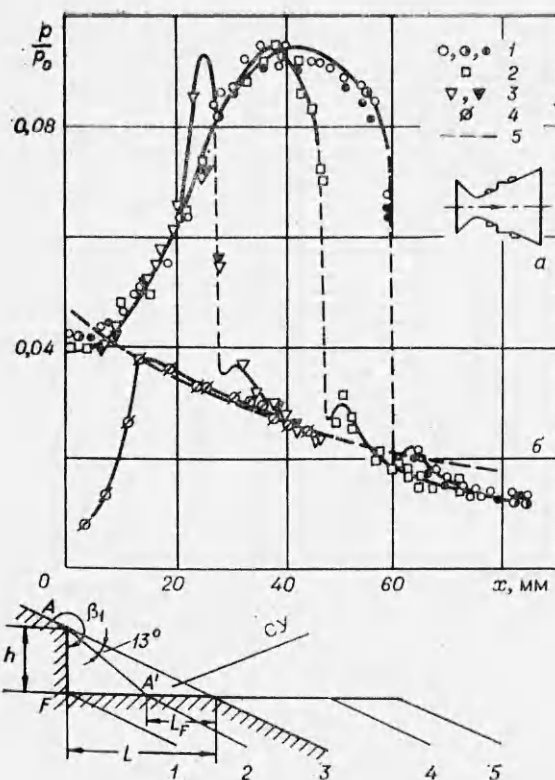


Рис. 1

профиле сопла за каверной выходит на уровень расчетного для течения в сопле без каверны. На рис. 1, б показаны распределения давления для каверн разных типов, полученные на режиме обтекания с числом Маха в точке отрыва $M_1 = 2,61$. Здесь p/p_0 — отношение статического давления на стенке к полному давлению. Видно, что для каверн без смещения профиля сопла (точки 3) и с положительным смещением (точки 1, 2) максимальное давление в области присоединения одинаково по величине. При этом ширина области высоких значений давления увеличивается с ростом длины каверны. Для каверн с отрицательным смещением (точки 4) заметного увеличения давления в области присоединения не наблюдается. Кривая 5 — расчет давления для сопла без каверны. Наши опытные данные для давлений за скачком присоединения при положительном смещении профиля хорошо аппроксимируются зависимостью

$$(1.1) \quad \frac{p_c}{p_b} = (0,6 + 4,4x_F - 2,94x_F^2) \frac{M_1}{2,28},$$

где x_F — координата по горизонтальной стенке каверны от точки A' вниз по потоку (см. рис. 1, б), отнесенная к длине участка от точки A до конца каверны; p_c — давление на стенке от точки A вниз по потоку; p_b — донное давление на вертикальной стенке каверны AF и на участке FA' горизонтальной стенки (опытная зависимость p_b от угла разворота β_1 потока в точке A и M_1 приведена в [2]). Формула (1.1) хорошо аппроксимирует результаты экспериментов в диапазоне $0,2 \leq x_F \leq 1,0$. В диапазоне $0 \leq x_F \leq 0,2$ опытные точки описываются отрезком прямой, соединяющей ординаты при $x_F = 0$ и $0,2$. Положение точки A' (см. рис. 1, б) определяется углом отклонения потока, расширяющегося после отрыва в точке A . Во всех опытах для каверн с положительным смещением и без смещения этот угол сохранялся постоянным и равным $\sim 13^\circ$ независимо от числа Маха в точке отрыва.

щения соответствовала каверна с длиной горизонтальной стенки $L = 27$ мм, режим с положительным смещением достигался при $L = 47; 60$ мм, с отрицательным — при $L = 14$ мм. Форма каверны различного типа схематически показана на рис. 1 внизу (1—5).

Результаты измерений давления на стенках сопла и каверны показали, что давление, резко снижаясь за точкой отрыва, сохраняется постоянным в некоторой области и затем повышается, принимая высокие значения в области за скачком уплотнения (СУ), размеры которой зависят от длины каверны. Эта область соответствует месту присоединения оторвавшегося потока. Примечательно также то, что на всех режимах обтекания всех типов каверн давление на

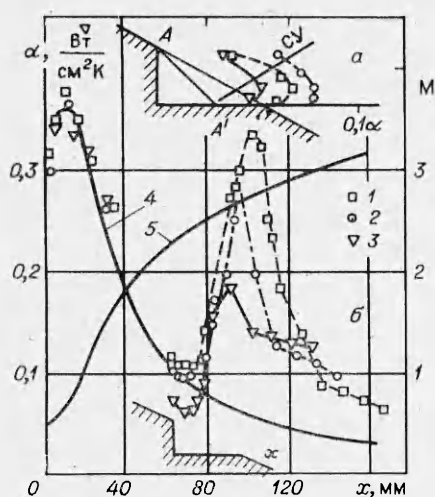


Рис. 2

В [3] указывалось на сходство распределений давления и коэффициентов теплообмена на стенках каверны в сопле. При этом отмечалось, что теплообмен на профиле сопла за каверной в отличие от давления остается значительно выше расчетных величин, полученных для течения в сопле без каверны. На рис. 2 приведены опытные значения локальных коэффициентов теплообмена для каверн разной длины. На режиме при $M_1 = 2,28$ точки 1—3 соответствуют $L = 47; 27; 14$ мм. Кривая 4 — расчет по методу [4] для течения в сопле без каверны, 5 — распределение числа Маха по длине сопла. Аналогично распределению давления с уменьшением длины горизонтальной стенки каверны при одной и той же высоте пик теплового потока (в зоне присоединения) наблюдается в более узкой области. Максимум его лежит в окрестности максимума давления, несколько смещаясь вниз по потоку.

Сравнение опытных данных для каверн с фиксированным положительным типом смещения, расположенных в разных сечениях сопла, показывает значительное влияние продольного градиента скорости основного потока на величину теплообмена. На рис. 3 показано распределение чисел Стантона $St = \alpha / (c_p u)$ (α — локальный коэффициент теплообмена, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, ρ , u — плотность и скорость потока для трех различных сечений сопла). С целью исключения взаимовлияния отрывных зон измерения проводились на индивидуальных кавернах на трех моделях сопел. Точки 1—3 (рис. 3) соответствуют кавернам длиной $L = 47$ мм в сечениях сопла с числами Маха в точке отрыва на кромке каверны $M_1 = 1,90; 2,28; 2,61$. Видно, что с увеличением градиента скорости основного потока в сопле растет и теплообмен на стенках отрывной области. Наибольшие значения продольного градиента скорости достигаются, как известно, в трансзвуковой области течения. Распределение чисел Стантона по длине каверны, находящейся в окрестности этой области (рис. 3, точки 1), указывает на значительное увеличение теплообмена относительно каверн ниже по потоку (точки 2, 3). Наоборот, в сечениях с менее интенсивным изменением продольного градиента скорости потока отличие в распределении теплообмена в отрывных зонах несущественно (рис. 3, точки 2, 3). Те же закономерности проявляются для каверн

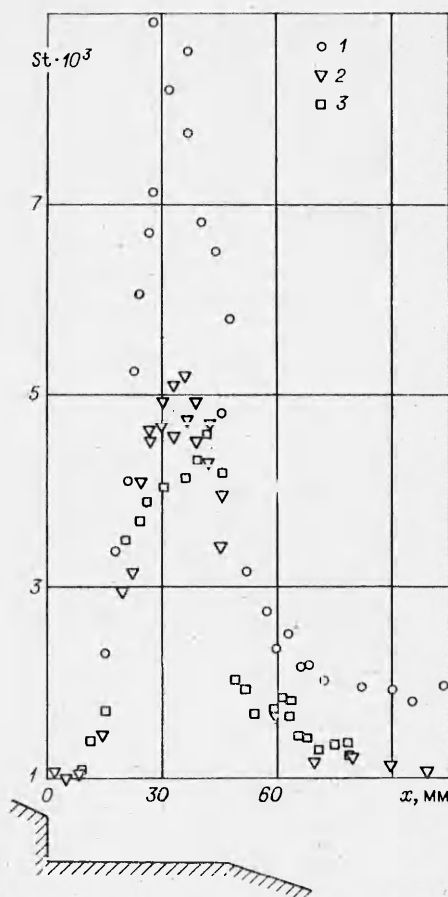
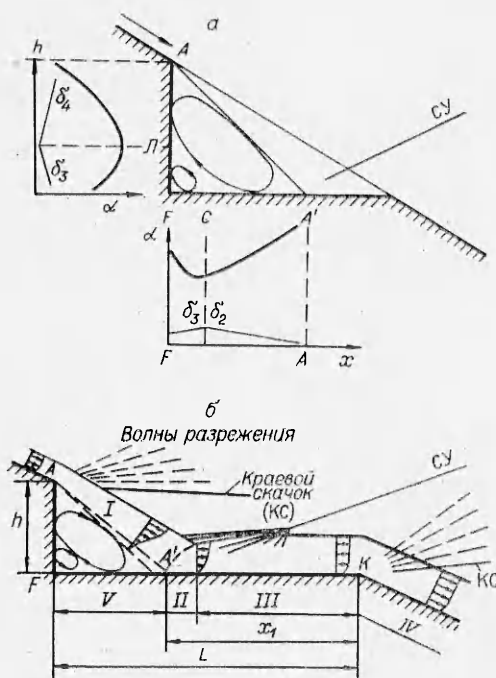


Рис. 3



Р и с. 4

случае от точки A' образуется пограничный слой δ_2 . Второй вихрь навстречу формирует пограничный слой δ_3 . Точка C находится в сечении максимальной толщины этих слоев, которое характеризуется минимумом теплового потока на горизонтальной стенке каверны. На вертикальной стенке точка L является лобовой, т. е. точкой стекания двух вихрей. От нее начинают формироваться пограничные слои δ_3 и δ_4 . Поэтому точка L характеризуется максимумом теплового потока на этой стенке каверны.

Измерения тепловых потоков на стенках рециркуляционной зоны каверны позволяют определить размеры вихрей. Как показывают измерения, в точке L поток затормаживается и в ее окрестности наблюдается локальное увеличение давления по сравнению с постоянным донным в рециркуляционной зоне. Эти данные позволяют определить скорость рециркуляции, по крайней мере, основного вихря, взаимодействующего со струей смещения потока после отрыва в точке A .

2. На основании проведенных исследований по распределению давления, изменению тепловых потоков, а также данных по визуализации [5] в области каверны можно предложить схематизированную модель течения типа пограничного слоя со сложной волновой структурой внешней области (см. рис. 4, б).

В точке A' , положение которой зависит от условий присоединения, начинается повышение давления. В нее «стреляет» результирующий скачок веера волн сжатия, в котором происходит поджатие потока струи смещения при взаимодействии ее со стенкой каверны или с продолжением профиля сопла в зависимости от типа каверны. Сдвиговый слой в месте взаимодействия со стенкой интенсивно турбулизируется [6—9]. Это взаимодействие вызывает повышение степени турбулентности не только в области сжатия, но также в рециркуляционной зоне и за областью сжатия.

В соответствии со схемой течения область расчета распределения теплообмена подразделяется на следующие части (см. рис. 4, б): I — течение за кромкой уступа от точки отрыва A до точки начала повышения давления A' , в которую «стреляет» косой скачок присоединения (область свободного сдвигового слоя); II — область взаимодействия сдвигового

без смещения. Для каверн с отрицательным типом смещения влияния на теплообмен продольного градиента скорости основного потока не наблюдается.

Теплообмен на вертикальной стенке каверны и части горизонтальной стенки определяется особенностями возвратного течения. Опытное распределение коэффициентов теплообмена на вертикальной стенке каверны (см. рис. 2, а) указывает на существование небольшого максимума. Природа такого изменения теплообмена на вертикальной стенке каверны, как и минимума на горизонтальной в отрывной рециркуляционной области, объясняется наличием двух вихрей (рис. 4, а). Течение в пристенной области рециркуляционной зоны можно рассмотреть с точки зрения модели пограничных слоев. В этом

слоя со стенкой длиной порядка толщины сдвигового слоя перед точкой A' , в которой происходит формирование нового пограничного слоя при появлении нового граничного условия для натекающего на стенку потока; *III* — область развития нового пограничного слоя в условиях сжатия и повышенной степени турбулентности, вызванной взаимодействием потока со стенкой; *IV* — область течения за зоной сжатия (за точкой K), где повышенная степень турбулентности релаксирует до уровня турбулентности в невозмущенном потоке; *V* — область возвратного течения.

Для расчета теплообмена в точке начала присоединения A' (см. рис. 4, б) характеризующие параметры — толщина сдвигового слоя в точке A' и угол, под которым сдвиговый слой начинает присоединяться. Эффективное начало формирования сдвигового слоя находится из условия равенства толщины потери энергии сдвигового слоя в точке отрыва A толщине потери энергии теплового пограничного слоя на стенке сопла в этой же точке. Последний рассчитывается по методу теории предельных относительных законов трения и теплообмена [4] в условиях сжимаемости, неизотермичности и наличия продольного градиента давления. Помимо учета фактора наследственности для расчета сдвигового слоя в точке A' необходимо знать интенсивность нарастания или параметр расширения сдвигового слоя, который определяется, например, по [8]. Влияние угла взаимодействия сдвигового слоя со стенкой каверны в месте присоединения может быть учтено в первом приближении умножением толщины потери энергии на косинус этого угла. Такая операция для нулевого угла натекания дает сохранение толщины потери энергии сдвигового слоя, а для угла 90° точка A' становится лобовой. В остальном расчет теплообмена в точке A' проводится в рамках той же теории [4].

В области *II* приближение пограничного слоя не применимо, но ввиду ее малой протяженности для сравнительно тонких предотрывных пограничных слоев расчет можно продолжить от начала области *III*, приняв за эффективное начало нового пограничного слоя точку A' . Допущение возникновения нового пограничного слоя в месте присоединения оторвавшегося потока оправдано резким изменением нижнего граничного условия для сдвигового слоя, вызывающим почти мгновенную перестройку характера пристенного течения. Подобные представления использовались, например, в [10] для расчета теплообмена в случае дозвукового потока в канале. Итак, тепловой пограничный слой развивается, начиная от точки A' , при $dp/dx \neq 0$ и изменяющейся по длине температуре стенки. В рамках одномерного расчета внешнего по отношению к пограничному слою на стенках сопла потока плоское сопло в данном случае заменяется на эквивалентное по площади каждого поперечного сечения осесимметричное сопло. Горизонтальная стенка каверны становится цилиндрической поверхностью, расчет проводится по общему методу [4] для течения в осесимметричном сопле. Течение на внешней границе пограничного слоя имеет волновой характер, связанный с сильным влиянием падающего скачка уплотнения (см. рис. 4, б). Угол наклона скачка уплотнения определяется по рассчитанному числу Маха перед скачком и измеренному перепаду давления в скачке. Параметры потока на внешней границе пограничного слоя (например, число Маха) при переходе через весь волн уплотнения, соответствующий скачку уплотнения, меняются не внезапно. Поэтому для уточнения расчета для числа Маха использовалась интерполяция квадратным полиномом на участке от точки A' до точки максимума давления за скачком ($x_F = 0,75$). Для определения p_i на внешней границе пограничного слоя в области *III* кроме числа Маха надо знать также распределение давления на стенке каверны (1.1). В области *IV* p_i определяется по известным расходу и геометрии сопла. В окрестности точки K на границе областей *III* и *IV* кривые p_i сращиваются по методу средних квадратов.

3. Проведенный расчет теплообмена показал (рис. 5, кривая 1), что в области *III* имеет место значительное расхождение с экспериментом. Как указывалось выше, в области *III* течение имеет повышенную степень

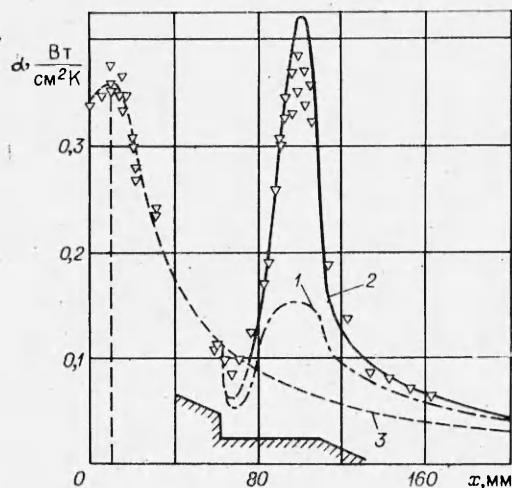


Рис. 5

учета повышенной степени турбулентности; Pr — число Прандтля; ε — степень турбулентности течения, определяемая через отношение среднеквадратичного значения пульсации $(\rho u)'$ к среднему значению ρu ; ε_0 — степень турбулентности невозмущенного течения. Эта зависимость хорошо зарекомендовала себя для взаимодействия вихревых течений со стенкой [1] и удовлетворительно совпадает с результатами [7] до $\varepsilon \leq 6-8\%$.

В области IV влияние повышенной турбулентности на теплообмен убывает. Происходит смещение основного потока, имеющего степень турбулентности 1%, с пристенным течением, в начальной точке области IV которого ε_1 определяется согласно [8]. Интенсивность воздействия повышенной степени турбулентности на характеристики теплообмена в области IV предлагается определять по закономерностям развития газовой завесы в сопле [11]. Тогда эффективность смешения потоков в сопле выражается соотношением

$$(3.2) \quad \theta = \left[1 + 0,25 \left(\frac{D_*}{D_1} \right)^{-1,25} (\text{Re}_* / (\text{Re}_T^{**})^{1,25}) \times \right. \\ \left. \times \left(\int_{x_1}^x \Psi_t \Psi_M \left(\frac{\mu_w}{\mu_0} \right)^{0,25} \left(\frac{D_*}{D} \right)^{0,75} dx \right)^{-0,8} \right],$$

где μ_0 , μ_w — коэффициенты динамической вязкости при температуре T_0 и температуре стенки T_w ; $\text{Re}_* = 4G/(\pi\mu_0 D_*)$ — число Рейнольдса; G — расход газа в сопле; D_* — диаметр критического сечения; $(\text{Re}_T^{**})_1 = \rho u \delta_{T_1}^{**} / \mu_0$ — число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии в сечении $x = x_1$; x соответствует безразмерной координате x/D_* ; Ψ_t , Ψ_M — коэффициенты, учитывающие неизотермичность и сжимаемость; индекс 1 соответствует здесь сечению границы областей III и IV.

Повышенная степень турбулентности находится по соотношению

$$(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)^2 \theta,$$

где θ рассчитывается по формуле (3.2); $\varepsilon_0 = 0,01$.

Сопоставление проведенных расчетов с опытными данными во всей области отрывной зоны, области сжатия и вниз по потоку за ней свидетельствует об удовлетворительном их соответствии (рис. 5, кривая 2). Расчет по этой же методике и модели турбулентного пограничного слоя без повышенной степени турбулентности дает заниженные по сравнению с опытами результаты (рис. 5, кривая 1). Кривая 3 соответствует расчету

турбулентности, и влияние ее на трение и теплообмен имеет устойчивый характер [6]. Интенсификация теплообмена и трения происходит при этом до 80% и более [6, 1]. Влияние повышенной степени турбулентности в пограничном слое на коэффициент теплообмена находим по аналогии с зависимостью для коэффициента трения, рекомендуемой в [6]:

$$(3.1)$$

$$\text{St} = \frac{c_{f0}}{2} \text{Pr}^{-0,75} [1 + 200 (\varepsilon - \varepsilon_0)^2].$$

Здесь c_{f0} — коэффициент трения с учетом различных возмущающих факторов [4], но без

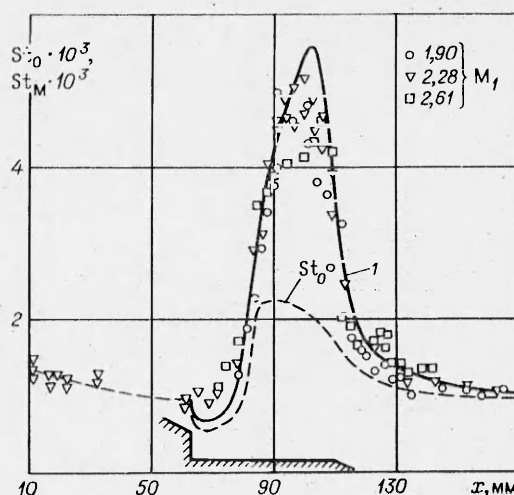
без каверны, ∇ — опытные точки. Величина массообмена рассчитывается аналогично теплообмену. При этом повышенная степень турбулентности определяется по тем же измеренным значениям [8].

В связи с указанной выше зависимостью теплообмена от продольного градиента скорости потока для обобщения данных по теплообмену формула (3.1) несколько изменена:

$$St = St_0 \left\{ (1 + 200(\epsilon - 0,01)^2) \times \right. \\ \left. \times \left[1 + 1,45 \left(\frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{u} \frac{du}{d\xi} \right) \right)^2 \right] \right\}.$$

Здесь $\xi = x/D$; x — координата вдоль неискаженного профиля сопла. Такая модификация позволяет учесть дополнительное влияние продольного градиента скорости на интенсификацию теплообмена, которая, по-видимому, особенно проявляется в трансзвуковой области, где велика нормальная составляющая скорости потока. Последняя фактически увеличивает угол взаимодействия струи смещения со стенкой каверны, повышая тем самым степень турбулентности.

Обобщение экспериментальных данных по продольному градиенту скорости (и числу Маха) в точке отрыва приведено на рис. 6, где $St_M = St / \left(1 + \left(\frac{d}{d\xi} \left(\frac{1}{u} \frac{du}{d\xi} \right) \right)^2 \right)$ — модифицированное число Стантона, длина каверны $L = 47$ мм, высота $h = 12$ мм. Координате $x = 10$ мм соответствует критическое сечение сопла. Видно, что расчет по предложенной методике (кривая 1) удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными на всем профиле, включая каверну.



Р и с. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайковский В. И., Зауличный Е. Г. и др. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов теплообмена на стенках клапанного устройства. — ПМТФ, 1982, № 2.
2. Зауличный Е. Г., Макаревич Ю. Л., Трубочев Г. В. Исследование особенностей распределения газодинамических параметров сверхзвуковых срывных течений в соплах Лаваля. — В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
3. Зауличный Е. Г., Макаревич Ю. Л., Меламед Б. М. и др. Экспериментальные методы и результаты исследования локального теплообмена на профиле сопла в отрывных зонах. — В кн.: III Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982, т. 2.
4. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
5. Григорьев Г. А., Зауличный Е. Г., Иванов В. Я., Трубочев Г. В. Сверхзвуковое течение в каналах переменного сечения с отрывными зонами. — В кн.: Исследования пристенных течений вязкого газа. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
6. Дыбан Е. П., Эппик Э. Я. Микроструктура пограничных слоев и процессы переноса в них при повышенной турбулентности внешнего потока. — В кн.: Труды XVIII Сибир. теплофиз. сем. Ч. II. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1975.
7. Slanciuskas A., Ziugzda J. Regelmäßige Wirbelstrukturen und Wärmeübertragungsprozesse. — In: Tagung Transportprozesse in turbulenten Strömungen: Vortrageheft III. Berlin, 1979.
8. Сттлс Г. С., Уильямс Д. Р. и др. Присоединение свободного турбулентного сдвигового слоя в сжимаемом газе. — Ракетн. техника и космонавтика, 1982, т. 20, № 2.
9. Хорстмен К. К., Сеттлс Г. С. и др. Присоединяющийся свободный сдвиговый слой в турбулентном потоке сжимаемого газа. — Ракетн. техника и космонавтика, 1982, т. 20, № 2.

10. Кталхерман М. Г. Исследование отрывных течений в канале (структура и теплоотдача). Автореф. канд. дис. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1971.
11. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при нерасчетном режиме течения с завесой в сопле Лавала. — В кн.: Тепломассообмен VI. Минск, 1980, т. 1, ч. 1.

Поступила 7/IX 1984 г.

УДК 533.6.011:532.526.5

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

М. Д. Бродецкий, А. И. Максимов, А. М. Харитонов

(Новосибирск)

При сверхзвуковом обтекании угловых конфигураций под углами атаки и скольжения возникают пространственные интерференционные и дифракционные явления. К настоящему времени теоретически [1—10] и экспериментально [2, 11—22] в достаточной мере изучены лишь изолированные интерференционные и дифракционные течения, которые реализуются при продольном обтекании внутреннего или внешнего двугранного угла, образованного пересечением плоских поверхностей.

Однако на практике часто встречаются случаи смешанного взаимодействия интерференционных и дифракционных течений, которые реализуются, например, при обтекании областей сопряжения различных элементов летательных аппаратов. Известные теоретические решения аналогичных задач в линейной постановке [1, 3] не учитывают некоторых особенностей реального течения. В связи с этим весьма актуальны экспериментальные исследования таких течений на схематизированных моделях.

Модель пластины с продольным уступом (рис. 1) включает в себя внутренний и внешний прямые двугранные углы, которые условно назовем углами интерференции и дифракции. Экспериментальные исследования по визуализации потока проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР в широком диапазоне изменения углов атаки и скольжения при числах Маха $M_\infty = 2,27; 3$ и 4 , числах Рейнольдса $Re \approx 26 \cdot 10^6$, $34 \cdot 10^6$ и $52 \cdot 10^6$ (на характерный размер 1 м). Высота продольного уступа h варьировалась от 12,5 до 50 мм.

Положительные углы атаки и скольжения модели соответствовали течениям сжатия, отрицательные — течениям разрежения. Погрешности установки углов α и β не превышали $\pm 0,1^\circ$, а погрешности определения углов наклона линий отрыва и присоединения потока по картинам предельных линий тока $\pm 2^\circ$.

Большинство экспериментов проведено при естественном развитии пограничного слоя на гранях модели. По оценкам на основе результатов масло-сажевой визуализации и прямых измерений перехода по минимуму и максимуму давления за прямым скачком на плоской пластине область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный находится в пределах 25—130 мм от передней кромки модели. С ростом M_∞ зона перехода смещается назад. Однако вблизи ребра внутреннего угла переход осуществляется прямо около передней кромки модели [23].

По данным [3, 24], наиболее интересная для исследований зона находится в пределах до 2,5—4 условных

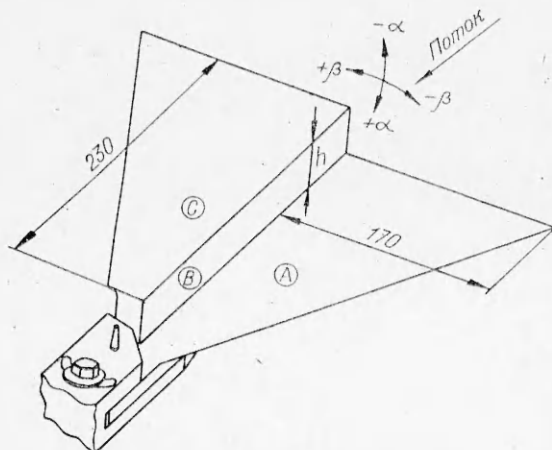


Рис. 1