

Увеличение лобового сопротивления элемента поверхности модели при дозвуковых скоростях потока, вызванное присутствием дискретной фазы, описывается эмпирической зависимостью

$$C_{xh}/C_x = 1 + (A\alpha + B/\alpha)k$$

где α — угол раствора клина в градусах, а k — среднemasсовая концентрация дискретной фазы.

Для условий данного эксперимента $A=0.01$, $B=194$. Вероятно, значения A и B будут зависеть от соотношения физико-механических свойств материала модели и дискретной фазы и размеров частиц.

Поступила 24 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенштейн А., Самуэль К. Применение лазерного доплеровского измерителя скорости для исследования двухфазных течений типа «газ — твердые частицы». Изв. АН ЭССР, Физ., матем., 1974, т. 23, № 1.
2. Злобин В. В., Моос М. Измерение параметров дискретной фазы в системе «двухфазная струя — поперечный поток». Изв. АН ЭССР, Физ. матем., 1976, т. 25, № 3.
3. Злобин В. В., Розенштейн А. З. Оптический метод измерения распределения твердой примеси в двухфазных потоках. ПМТФ, 1975, № 1.
4. Лейдерман, Люис, Байрон. Воздействие двухфазного потока, истекающего из сопла РДТТ, на обтекаемую поверхность. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 10.

УДК 533.6.011.5

О ВОЗМОЖНОСТИ ВДУВА СТРУИ ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗОНЫ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Н. Е. МАСЯКИН, М. Н. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Рассматривается течение, образующееся при взаимодействии сверхзвукового потока с поперечной звуковой или сверхзвуковой струей, вдуваемой перпендикулярно к направлению основного потока через сопло, выходное сечение которого расположено на плоской стенке.

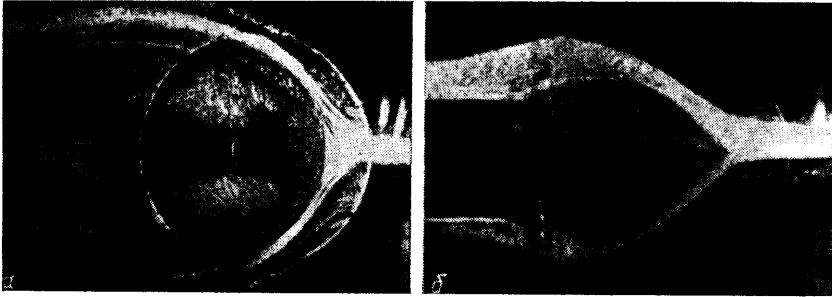
При вдуве струи газа через круглое отверстие [1] перед струей за счет торможения набегающего потока повышается давление. Вследствие этого происходит отрыв пограничного слоя, нарощего на стенке перед соплом вдува. Образовавшаяся трехмерная зона отрыва приводит к резкому возрастанию давления и тепловых потоков в стенку перед соплом вдува, что нежелательно для многих задач современной техники.

Целью настоящей работы является поиск формы выходного сечения сопла вдува, при использовании которого отсутствует трехмерная зона отрыва пограничного слоя перед соплом вдува.

1. Экспериментальные исследования взаимодействия вдуваемой струи с набегающим сверхзвуковым потоком проводились при следующих условиях: число Маха набегающего потока $M_\infty = 2.1 \div 3.7$; число Рейнольдса, рассчитанное по длине пластины до линии отрыва в плоскости симметрии течения и параметрам потока, изменялось в диапазоне $2 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^7$, что соответствовало турбулентному режиму течения в пограничном слое; число Маха вдуваемой струи $M_a = 1$ и 2.9. Толщина пограничного слоя перед линией отрыва $\delta \approx 6$ мм. Эквивалентные диаметры исследованных сопел вдува $d = 3$ и 6 мм. Коэффициент расхода сопел лежал в пределах $0.94 \div 0.98$. В экспериментах методом масляных покрытий получены зависимости длины зоны отрыва от параметров основного и вдуваемого потоков для сопел вдува, имеющих различную форму выходного сечения. С помощью теневого метода была изучена геометрия головного скачка уплотнения, возникающего перед вдуваемой струей в основном потоке.

Одной из основных количественных характеристик взаимодействия пограничного слоя с падающими на него скачками уплотнения, которые и приводят к образованию

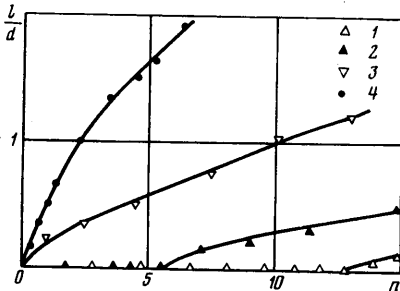
трехмерной зоны отрыва пограничного слоя, является критический перепад давления [2, 3]. Эта величина, равная отношению давления на стенке в точке отрыва к давлению в невозмущенном потоке, определяется в общем случае числами Маха и Рейнольдса невозмущенного потока. Для турбулентного пограничного слоя критический перепад давления определяется лишь числом Маха набегающего потока. В этом случае угол эффективного клина, лежащего на пластине и создающего перепад давлений, равный критическому, начиная с числа $M_\infty=2.0$ не зависит от M_∞ и равен $\sim 12^\circ$. Если организовать вдув струи газа таким образом, чтобы повышение давления перед струей соответствовало повышению давления при обтекании клина



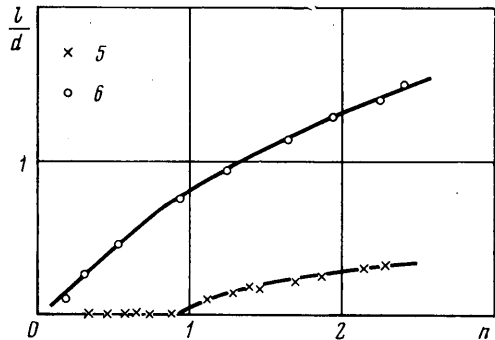
Фиг. 1

с углом, меньшим 12° , то перед соплом вдува может не образоваться развитой трехмерной зоны отрыва пограничного слоя.

2. С целью проверки указанного условия были проведены эксперименты с соплами вдува, имеющими в выходном сечении форму равнобедренного треугольника, ориентированного вершиной при равных сторонах навстречу набегающему потоку с различными углами при вершине. Были изготовлены звуковые треугольные сопла 1-3 с полууглами при вершине 5° ; 10° и 20° соответственно и эквивалентное им по площади выходного сечения круглое сопло 4, а также сверхзвуковое треугольное соп-



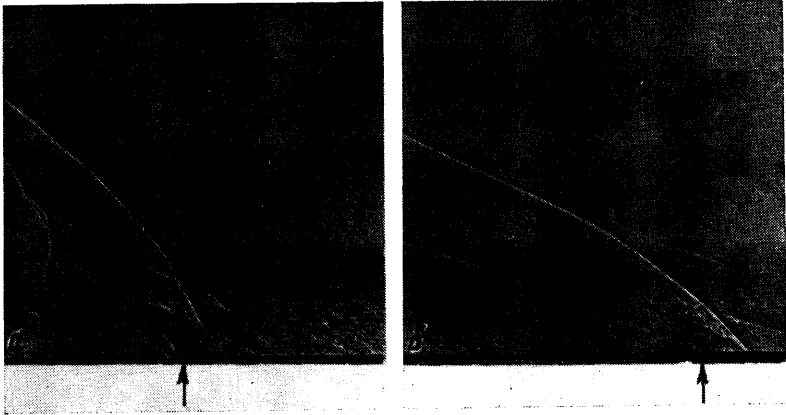
Фиг. 2



Фиг. 3

ло 5 с $M_a=2.9$ и полууглом при вершине 10° и эквивалентное сверхзвуковое круглое сопло 6 с тем же числом Маха.

На фиг. 1 приведены типичные фотографии пристеночных линий тока, полученные при вдуве через сопло 4 (фиг. 1, а) и сопло 2 (фиг. 1, б) при одинаковой степени нерасчетности вдуваемой струи $n=5.2$. Из этих фотографий видно, что перед круглым соплом вдува существует хорошо развитая трехмерная зона отрыва пограничного слоя, в то время как перед треугольным соплом такая зона отсутствует. Количественные характеристики длины зоны отрыва пограничного слоя l , отсчитываемой от передней кромки сопла вдува до линии отрыва, отнесенной к эквивалентному диаметру d_a , приведены на фиг. 2 для звуковых сопел вдува 1-4 и на фиг. 3 для сверхзвуковых сопел 5, 6. (На этих и на всех последующих фигурах цифрами обозначены экспериментальные данные, полученные при вдуве через сопла, имеющие соответствующие цифровые обозначения.)



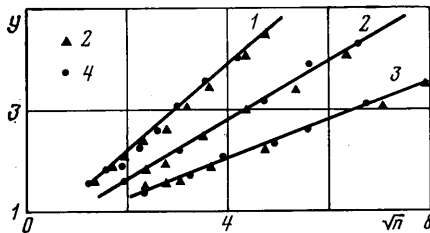
Фиг. 4

Из полученных результатов следует, что для треугольных сопел вдува существует зависящая от величины угла при вершине характерная степень нерасчетности n_1 , до которой осуществляется «безотрывный» режим обтекания вдуваемой струи. Для сопла 1 $n_1 \approx 12.5$, для сопла 2 — 5.5. Для сопла 3 безотрывный режим обтекания отсутствует.

При степени нерасчетности $n > n_1$ недорасширенная струя газа, истекающая из треугольного сопла, сильно расширяется в области взаимодействия с набегающим сверхзвуковым потоком и давление перед ней поднимается выше критического. В этом случае перед треугольным соплом образуется развитая трехмерная зона отрыва пограничного слоя, размеры которой, как видно из фиг. 2 и 3, оказываются значительно меньшими, чем соответствующая длина зоны отрыва, возникающая перед эквивалентной круглой струей.

Заметим, все приведенные выше результаты получены при $M_\infty = 2.1$. Эксперименты, проведенные при $M_\infty = 2.9$ и 3.7 показали, что полученные результаты по характерной степени нерасчетности n_1 не зависят от числа Маха набегающего потока.

3. При вдуве струи газа через круглое сопло в набегающем потоке перед вдуваемой струей образуется головной скачок уплотнения [1], который приводит к отрыву пограничного слоя, выросшего на пластине перед соплом вдува. При этом



Фиг. 5

перед струей образуется λ -образная система скачков уплотнения (см. фиг. 4, а, здесь 1 — сопло вдува). Отсутствие передней части зоны отрыва перед струей, вдуваемой из треугольного сопла с полууглом при вершине $< 12^\circ$, приводит к изменению системы скачков уплотнения, возникающих в основном потоке перед струей. При степенях нерасчетности n , меньших характерной, в основном потоке наблюдается головной скачок уплотнения без образования λ -образной системы. Типичная теневая фотография течения при вдуве газа через треугольное сопло приведена на фиг. 4, б.

При степенях нерасчетности $n > n_1$ для треугольных сопел вдува наблюдалась система скачков уплотнения, подобная приведенной на фиг. 4, а.

Для количественного описания положения головного скачка уплотнения введем ортогональную систему координат, начало которой находится в центре тяжести выходного сечения сопла вдува, плоскость xu совпадает с плоскостью симметрии течения, ось x направлена вниз по потоку вдоль пластины, а ось y перпендикулярна поверхности, через которую проводится вдув.

Обмер теневых фотографий показал, что несмотря на то что для исследованных сопел вдува геометрическая картина скачков уплотнения может видоизменяться в зависимости от степени нерасчетности, положение головного скачка уплотнения при одинаковых условиях вдува не зависит от формы выходного сечения сопла, а зависит лишь от числа Маха набегающего потока. Этот результат иллюстрирует фиг. 5, где приведена зависимость относительного расстояния $Y = Y_0/d$ от головного скачка уплотнения до центра вдува ($x=0$) через звуковые сопла 1–4 для различных

чисел Маха набегающего потока (прямая 1 – соответствует $M_\infty=2.1$, прямая 2 – $M_\infty=2.9$, прямая 3 – $M_\infty=3.7$). Из рассмотрения этой фигуры следует также, что величина отхода головного скачка уплотнения от стенки пропорциональна \sqrt{n} , что соответствует результатам [1], где показано, что геометрические размеры струи, вдуваемой в сверхзвуковой поток, также пропорциональны \sqrt{n} .

Аналогичные результаты по положению головного скачка уплотнения были получены и в других сечениях при $x>0$.

Поступила 12 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
3. Авдусевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.

УДК 533.6.011.55+539.3

ДЕФОРМАЦИЯ ОБОЛОЧКИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ГАЗА

Н. М. БЕЛЯЕВ, В. К. ХРУЩ

(Днепропетровск)

Задачи аэроупругости могут быть разделены на две группы: задачи статической аэроупругости, в которых силы инерции, обусловленные деформациями, малы по сравнению с аэродинамическими силами; динамические задачи, в которых учитываются аэродинамические и инерционные силы, воздействующие на конструкцию.

Современное состояние исследований и библиография работ по динамической аэроупругости приведены в [1]. Работы по статической аэроупругости посвящены в основном исследованиям изгибно-крутильной дивергенции крыла, дивергенции крыла с элероном и влияния деформации крыла на распределение нагрузки и летные характеристики [2, 3]. В [4] определяется форма деформируемой поверхности мембраны в гиперзвуковом потоке газа, где для расчета давления на наветренной стороне используется формула Ньютона.

В данной работе рассматривается задача о влиянии статической деформации тонкой оболочки клина и конуса на аэродинамическое сопротивление при сверхзвуковом полете. Решается «связанная» задача, где форма деформируемой поверхности не известна заранее, а определяется одновременно при численном решении неупрощенных уравнений газовой динамики. Целью данной работы было определение зависимости дополнительной величины волнового сопротивления деформируемой поверхности конуса и клина в зависимости от толщины оболочки и размера миделевого сечения.

1. Рассматривается деформация тонкой конической оболочки и плоской панели, защемленной у передней и задней кромок (фиг. 1), при обтекании сверхзвуковым потоком невязкого совершенного газа. Решается стационарная «связанная» задача аэроупругости, где форма деформируемой поверхности и параметры течения газа рассчитываются одновременно. Ударная волна присоединена у передней кромки деформируемого конуса или клина, а тонкая оболочка рассчитывается по безмоментной теории [1].

Введены обозначения: Lx, Lz – декартова ($j=0$) или цилиндрическая ($j=1$) система координат; ось x направлена по вектору скорости V_∞ набегающего потока газа; L, dL – длина и толщина оболочки; mL – размер миделевого сечения; $p\rho_\infty V_\infty^2$ – давление; ρ_∞ – плотность; VV_∞ – скорость; θ – угол между направлением вектора скорости и осью x ; M_∞ – число Маха; $TL^{1+j}\rho_\infty V_\infty^2$ – внутреннее усилие в сечении x оболочки; $FL^{1+j}\rho_\infty V_\infty^2$ – сопротивление движению деформируемой оболочки; $F_k L\rho_\infty V_\infty^2$ – сопротивление движению эквивалентного (одинаковые размеры миделевого сечения) недеформированного клина; $F_c L^2\rho_\infty V_\infty^2$ – сопротивление движению эквивалентного недеформированного конуса; γ – показатель адиабаты; μ – угол Маха.

Уравнения возмущенного течения газа между ударной волной $z=\varphi(x)$ и деформированной поверхностью $z=f(x)$ записываются в новых независимых переменных $\xi=\xi(x, z)$ и $\eta=\eta(x, z)$, где $\eta(x, z)=\text{const}$, $\xi(x, z)=\text{const}$ – соответственно уравнения