

а на наветренной — возрастает. Доля подветренной стороны в суммарном коэффициенте трения пластины уменьшается от 43 до 31 % с увеличением α от 5 до 15° при $\chi = 45^\circ$ и $M_\infty = 3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Введенская Н. Д. Расчет пограничного слоя, возникающего при обтекании конуса под углом атаки // ЖВММФ.— 1966.— Т. 6, № 2.
2. Башкли В. А. Ламинарный пограничный слой в сжимаемом газе при коническом внешнем течении // Тр. ЦАГИ.— 1968.— Вып. 1093.
3. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. К расчету ламинарного пограничного слоя на плоской треугольной пластине со сверхзвуковыми передними кромками // ЧМСС.— 1982.— Т. 13, № 1.
4. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. Таблицы параметров ламинарного пограничного слоя на наветренной стороне плоской треугольной пластины в режиме обтекания с присоединенной к кромкам ударной волной.— Новосибирск, 1984.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 7—84).
5. Ветлуцкий В. П., Поплавская Т. В. Сжимаемый ламинарный пограничный слой на плоской треугольной пластине с присоединенной ударной волной // ПМТФ.— 1985.— № 5.
6. Squire L. C. Flow regimes over delta wings at supersonic and hypersonic speeds // Aeronaut. Quart.— 1976.— V. 27, N 1.
7. Майкапар Г. И. Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 18, № 4.
8. Васенев Л. Г., Харитонов А. М. Интерференция треугольного крыла и цилиндрического корпуса при сверхзвуковой скорости.— Новосибирск, 1984.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 28—84).
9. Narayan K. Y. Leeward flowfield and heat transfer of a delta wing at $M_\infty = 10$ // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Рус. пер. // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
10. Rastogi A. K., Rodi W. Calculation of general three-dimensional turbulent boundary layers // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Рус. пер. // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
11. Шпак С. И. Расчет треугольного несжимаемого турбулентного пограничного слоя.— Новосибирск, 1981.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 35—81).
12. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа.— М.: Наука, 1970.
13. Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С. Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной // Тр. ЦАГИ.— 1974.— Вып. 1590.
14. Bannik W. J., Nebbeling C. An experimental investigation of the expansion flow field over a delta wing at supersonic speed.— Netherlands, 1971.— (Rept./Delft Univ. Technol.; VTH-167).
15. Wang K. C. On the determination of the zones of influence and dependence for three-dimensional boundary-layer equations // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 48, N 2.
16. Roux B., Forestier B. Analysis of a compressible laminar boundary layer on a yawed cone // AIAA J.— 1976.— V. 14, N 8. Рус. пер. // РТК.— 1976.— Т. 14, № 8.
17. Дудин Г. Н. Конечно-разностный метод решения трехмерных уравнений пограничного слоя на режиме сильного вязкого взаимодействия // Тр. ЦАГИ.— 1983.— Вып. 2190.

Поступила 13/X 1987 г.

УДК 533.6.011.55 + 629.782.015.3

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ Δ -КРЫЛЬЕВ И ЭЛЕМЕНТОВ ЗВЕЗДОБРАЗНЫХ ТЕЛ ПРИ УГЛАХ АТАКИ И КРЕНА

О. Н. Иванов, А. И. Швец

(Москва)

Начиная с шестидесятых годов проводятся обширные исследования обтекания треугольных Δ -образных крыльев (например, [1—3]). Теоретически и экспериментально показано, что при сверхзвуковых скоростях Δ -крыло обладает большим значением аэродинамического качества, чем эквивалентное плоское треугольное крыло. Наряду с изучением обтекания несущих поверхностей исследовались аэродинамические характеристики звездообразных форм [4—6]. Эти формы, элементы которых можно рассматривать как Δ -крылья, при сверхзвуковых скоростях обтекания имеют сопротивление значительно меньше, чем эквивалентные осесимметричные тела.

В полетных условиях могут реализоваться режимы обтекания, когда плоскость угла атаки не совпадает с плоскостью симметрии Δ -крыла либо плоскостью симметрии звездообразного тела. Несимметричное обтекание Δ -крыльев образуется в нескольких случаях при углах атаки и крена, а также при асимметрии исходной формы крыла.

Известно весьма ограниченное число работ, посвященных несимметричному обтеканию Λ -крыльев. Были изучены возможные несимметричные схемы скачков уплотнения на Λ -крыльях [7]; в исследованиях скользящих Λ -крыльев с углом раскрытия $\Lambda > 150^\circ$ сочетались расчеты распределения давления и аэродинамических характеристик с непосредственными измерениями давления, сил и моментов при $M = 7,8 - 15,5$ [8].

В данной работе изложены результаты экспериментов по сверхзвуковому обтеканию Λ -крыльев при углах крена и атаки. В отличие от [8] изучено обтекание Λ -крыльев в широком диапазоне углов раскрытия (Λ — угол между наветренными плоскостями Λ -крыла) как с криволинейной ударной волной, так и с расположенной между крыльями системой скачков, соответствующих маховскому и регулярному взаимодействию. Для больших углов раскрытия ($\Lambda = 150-180^\circ$) изученные схемы течения отвечают несимметричному обтеканию летательного аппарата с Λ -крыльями, а для малых ($\Lambda < 90^\circ$) — обтеканию элемента звездообразного тела.

1. Методика проведения эксперимента и описание модели. Испытания проводились в аэродинамической трубе кратковременного действия Института механики МГУ. Аэродинамическая установка имеет закрытую рабочую часть с размерами 600×600 мм и регулируемый диффузор. Неравномерность поля потока в области расположения модели составляла 1%. Число Маха невозмущенного набегающего потока $M = 3$, число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам набегающего потока и отнесенное к 0,1 м, $Re = 3 \cdot 10^6$. Программа испытания Λ -крыла выполнялась при углах атаки $\alpha = 0, 5, 10, 15^\circ$, раскрытия $\Lambda = 180, 150, 120, 90, 60^\circ$ и крена $\gamma = 0, 20, 40, 60^\circ$.

Давление на поверхности модели измерялось с помощью индуктивного датчика ДМИ-0,1, установленного в пневмокоммутирующем устройстве. Относительная среднеквадратичная погрешность измерения коэффициента давления $\bar{\sigma}_{cp} = 0,02$.

Для испытаний по распределению давления при несимметричном обтекании Λ -крыла изготовлена конструкция, позволяющая изменять Λ и γ относительно линии пересечения внутренних поверхностей крыльев (средней хорды), в связанной системе координат (рис. 1, а). Угол стреловидности в плоскости крыла $\chi = 60^\circ$. Крепление модели осуществлялось на донной державке диаметром 25 мм, закрепленной в саблевидной подвеске. Длина (средняя хорда) модели испытываемого Λ -крыла $b = 238$ мм, полуразмах вдоль задней кромки при $\Lambda = 180^\circ$ $R = 138$ мм, толщина консоли Λ -крыла 12 мм. Передние кромки крыльев имели клиновидный скос к теневой стороне с углом 15° . На поверхности модели изготовлено 18 дренажных отверстий с шагом 6 мм в сечении, расположенном на расстоянии 30 мм от заднего среза крыла.

2. Λ -крылья. На некотором расстоянии за моделью в области, ограниченной характеристиками, исходящими от задних кромок крыла, сохраняется поток, аналогичный течению внутри крыльев. Поэтому измерение полных давлений на небольшом удалении от заднего среза с помощью гребенки трубок Пито позволяет судить об их значениях внутри излома Λ -крыльев. Полное давление выражалось в виде зависимости $p' = f(h')$, где $p' = p'_0/p'_\infty$, $h' = h/H$, p'_0 — полное давление, измеренное трубкой Пито, p'_∞ — полное давление за прямым скачком в невозмущенном потоке, h — расстояние от линии пересечения внутренних плоскостей крыльев до трубки Пито, H — расстояние в сечении гребенки до плоскости передней кромки крыла (рис. 1, а).

При симметричном обтекании полное давление в плоскости симметрии крыльев меняется скачкообразно, принимая разные постоянные значения на отдельных участках. Первый участок низкого давления соответствует области невозмущенного потока, второй участок повышенного давления образуется в результате роста давления за скачком уплотнения. При увеличении γ (рис. 1, б, $\Lambda = 90^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, 1—3 — $\gamma = 0, 20, 40^\circ$) второй участок повышенного давления снижается, разрыв давления перемещается ближе к оси модели, а при уменьшении Λ (рис. 1, в, $\alpha = 15^\circ$, $\gamma = 40^\circ$, 1—3 — $\Lambda = 120, 90, 60^\circ$) давление на втором участке сохраняется почти неизменным и разрыв смещается от оси модели.

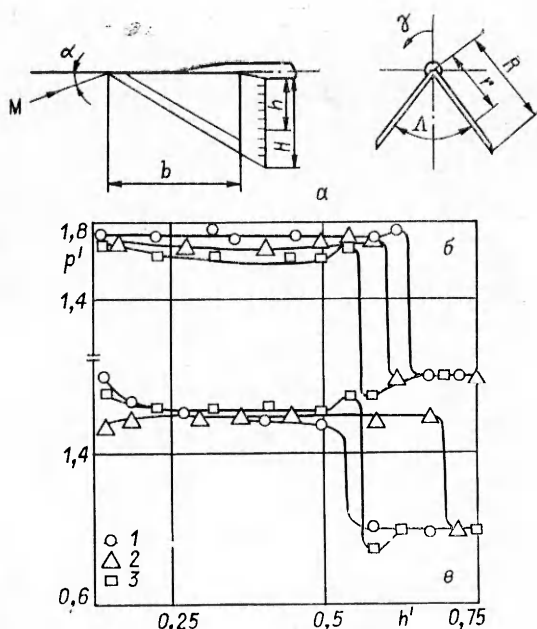
Поле полных давлений в плоскости симметрии крыльев отвечает потоку, прошедшему через один скачок, тогда как распределение давления вдоль размаха Λ -крыла представляет кривую, состоящую из двух или трех участков постоянного давления с резкими переходами, которые соответствуют отраженным скачкам, образующимся внутри Λ -крыла. Вторичные скачки, отраженные от стенки, являются слабыми и не дают заметного изменения давления.

При больших углах раскрытия Λ -крыльев, обтекаемых при углах атаки и крена, образуется схема течения с несимметричным криволинейным скачком, расположенным ниже плоскости передних кромок. Переход к

меньшим углам раскрытия отвечает несимметричным схемам маховского и затем регулярного взаимодействия скачков уплотнения. Измерения полей давления показали, что с ростом угла крена происходит перестройка схемы скачков, с опущенной стороны скачки перемещаются внутрь крыла, а с поднятой — наружу. Особенностью значительных углов крена в этом случае является возникновение внутренних вторичных скачков с одной стороны крыла. При $\gamma = 20-40^\circ$ на поднятой стороне обнаруживается вторичный скачок, который взаимодействует с основной системой ударных волн.

Рассмотрим распределение давления на консоли Λ -крыла при симметричном обтекании без угла крена (рис. 2, а, $\chi = 60^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, $\gamma = 0$, 1—5 — $\Lambda = 180, 150, 120, 90, 60^\circ$). Графики распределения коэффициента давления $c_p = (p_i - p_\infty)/q$ вдоль размаха строились в зависимости от $\eta = r/R$, где r — расстояние от линии пересечения внутренних плоскостей крыльев до дренажной точки, R — расстояние дренажных точек до передней кромки. Данные иллюстрируют перестройку обтекания с изменением Λ . Распределение коэффициента давления по размаху симметрично относительно центральной хорды, поэтому графики (рис. 2, а) представлены вдоль левого полуразмаха Λ -крыла.

В случае плоского треугольного крыла ($\Lambda = 180^\circ$) образуется криволинейный скачок уплотнения, присоединенный к передним кромкам, а давление снижается от передней кромки до средней хорды. Отклонение крыльев на угол $\Lambda = 150^\circ$ приводит к повышению давления в средней части Λ -крыла. Режим с плоским присоединенным скачком к острым передним кромкам соответствует постоянному давлению по размаху. Расчетные значения угла Λ для данного Λ -крыла ($\chi = 60^\circ$) с плоским скачком на передних кромках при $M = 3$ равны для $\alpha = 5^\circ$ — $\Lambda = 111,5^\circ$, $\alpha = 10^\circ$ — $\Lambda = 113,8^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ — $\Lambda = 114,9^\circ$. Для углов раскрытия меньше расчетного значения происходит качественная перестройка течения, когда давление повышается на некотором участке по размаху. Подобная эпюра распределения давления характерна для обтекания с системой волн, находящихся внутри Λ -крыла, когда реализуется маховское взаимодействие волн. Последующее уменьшение угла раскрытия приводит к регулярному взаимодействию скачков уплотнения с несколькими ступеньками давления, что наблюдается для $\Lambda = 60^\circ$.



Р и с. 1

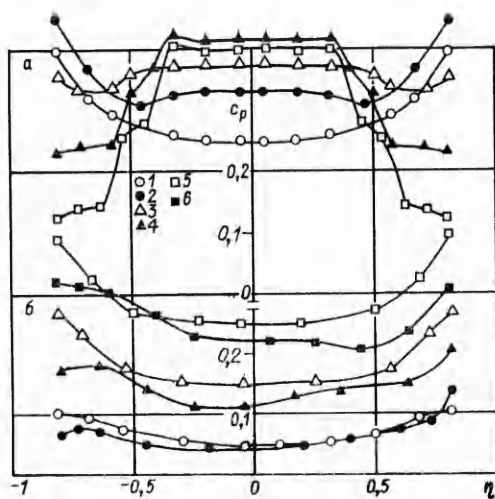


Рис. 2

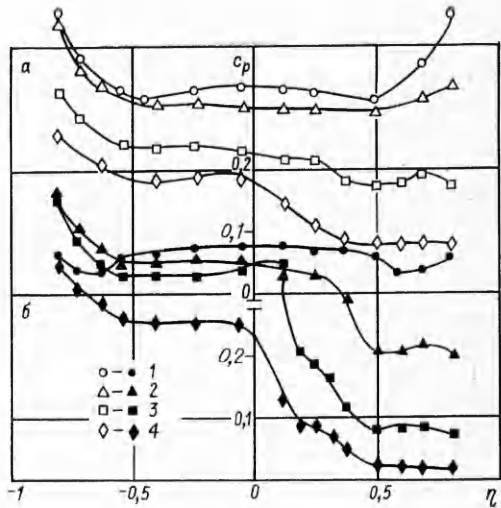


Рис. 3

Форма кривой распределения давления различна при изменении Λ в зависимости от структуры волновой системы; равномерное распределение давления сменяет ступенчатое с резким или плавным повышением давления. Повышение давления на стенке крыла связано с взаимодействием скачков уплотнения с пограничным слоем. Во всех опытах уменьшение угла раскрытия укорачивает участок минимального давления вблизи кромки.

Рассмотрим распределение давления на Λ -крыльях при углах крена, задаваемых при определенных углах атаки. В отличие от симметричного обтекания придание Λ -крылу угла крена изменяет ориентацию левой и правой плоскости Λ -крыла по отношению к вектору скорости набегающего потока. При виде модели сзади (против потока) угол крена задавался по часовой стрелке и правому крылу (опущенному) соответствуют положительные значения, а левому (поднятому) — отрицательные. На рис. 2, б ($\Lambda = 180^\circ$, $\gamma = 0$ — светлые значки, $\gamma = 40^\circ$ — темные, 1, 2 — $\alpha = 5^\circ$, 3, 4 — $\alpha = 10^\circ$, 5, 6 — $\alpha = 15^\circ$) приведены опытные данные для плоского треугольного крыла. Если при $\alpha = 5^\circ$ большие углы крена (до $\gamma = 40^\circ$) не производят существенного изменения симметричного распределения давления, то при $\alpha = 10$ и 15° влияние γ способствует снижению давления на правой половине крыла. Особенностью этого обтекания является тот факт, что при $\gamma = 40^\circ$ давление снижается как на правой половине Λ -крыла, так и на левой вблизи передних кромок.

Обтеканию Λ -крыла с углом $\Lambda = 150^\circ$ при разных углах крена соответствует график на рис. 3, а ($\Lambda = 150^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, 1—4 — $\gamma = 0, 20, 40, 60^\circ$). Отличие от плоского крыла заключается в том, что обтекание с углом крена приводит к снижению давления на правой половине Λ -крыла, а не на левой. Поскольку цель данных исследований заключалась не только в получении данных для Λ -крыла при реальных углах атаки и крена, но и в изучении несимметричного обтекания угловой конфигурации с коническим потоком, то в опытах задавались большие углы крена (вплоть до $\gamma = 60^\circ$). Как видно, при больших углах атаки и крена давление резко снижается как на правой, так и на левой половине Λ -крыла, с более заметным уменьшением на правой.

Если в предыдущем случае с криволинейной присоединенной волной давление снижалось с обеих сторон, то при $\Lambda = 120^\circ$ (рис. 3, б, $\Lambda = 120^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, 1—4 — $\gamma = 0, 20, 40, 60^\circ$) при углах крена 20 и 40° с правой стороны и на центральном участке левой стороны оно также снижается, образуя на правой стороне ступенчатое распределение давления, соответствующее маховскому взаимодействию скачков. Вместе с тем на левой

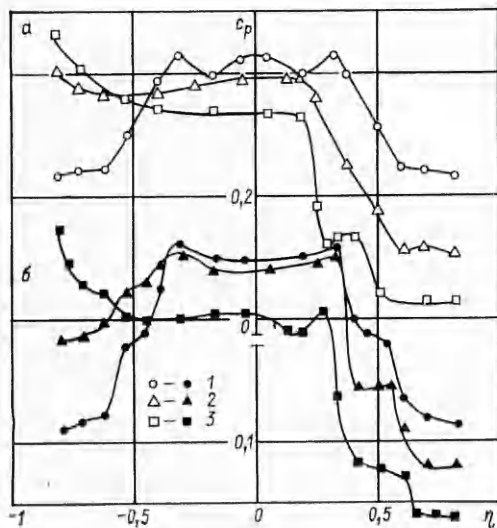


Рис. 4

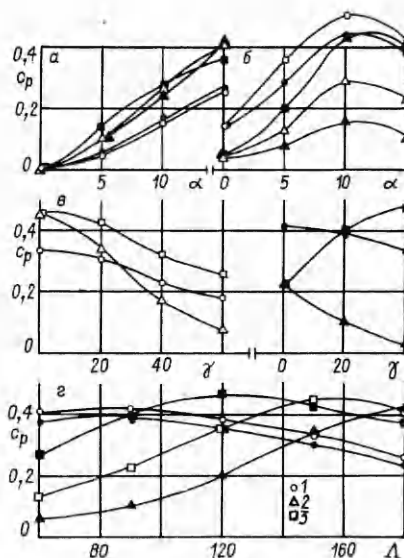


Рис. 5

стороне, начиная с $\eta = 0,6$, давление при $\gamma = 20$ и 40° растет и превышает уровень при симметричном обтекании. При уменьшении угла качественно изменяется форма кривых распределения давления для двух участков постоянного давления, примыкающих к передней кромке, и образуется ступенчатое распределение, отвечающее регулярному взаимодействию скачков. В этом случае несимметрия обтекания еще существеннее влияет на распределение давления как на левой, так и на правой половине Λ -крыла.

3. Звездообразные тела. Конфигурация Λ -крыла с углом $\Lambda = 90^\circ$ может рассматриваться как элемент звездообразного тела с четырьмя лепестками. Следует отметить, что к настоящему времени достаточно подробно изучено течение в углах [9—11], причем наибольшая часть работ относится к взаимодействию потоков внутри прямого угла [10]. Как правило, изучаются углы с передними кромками, нормальными к направлению набегающего потока [9], но рассматривались и углы со стреловидными передними кромками [11].

Для исследуемой модели элемента четырехлепестковой звезды с $\Lambda = 90^\circ$ (рис. 4, а, $\chi = 60^\circ$, $\Lambda = 90^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, 1—3 — $\gamma = 0, 20, 40^\circ$) переход от $\gamma = 0$ к $\gamma = 20$ и 40° для всех значений угла атаки приводит к снижению давления на опущенной половине и возрастанию на поднятой, причем при $\alpha = 15^\circ$ на большей части поднятого крыла давление мало изменяется, только вблизи кромки наблюдается его дальнейший рост. Как и следовало ожидать, образуется несимметричная система взаимодействующих волн с более интенсивными скачками в поднятой стороне крыла. На опущенном крыле сохраняется форма кривой с двумя участками постоянного давления, на поднятом участке повышенного давления занимает весь полуразмах крыла и имеет тенденцию к более интенсивному росту давления по направлению к кромке, по сравнению с участком повышенного давления в плоскости симметрии модели. Все это говорит о том, что конфигурация маховского взаимодействия волн внутри Λ -образного крыла перестраивается несимметрично.

Для элемента шестилепестковой звезды (рис. 4, б, $\chi = 60^\circ$, $\Lambda = 60^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, 1—3 — $\gamma = 0, 20, 40^\circ$) распределение давления при $\gamma = 0$ представлено в виде трех ступенек почти постоянного давления, а придание модели углов крена сохраняет подобное распределение для всех значений только с опущенной стороны и для $\gamma = 20^\circ$ с поднятой. При $\gamma = 40^\circ$ опущенная внутренняя половина Λ -крыла становится подветренной, так как угол $\gamma = 40^\circ$ превышает полуугол этого элемента и частично закрывает

поднятую половину. Интересно, что и в этом случае на поднятой половине сохраняется аналогичное ступенчатое распределение давления. Для $\gamma = 40^\circ$ реализуется расширение потока в затененной области вблизи кромки на опущенной половине (в волне Праנדтля — Майера) с сохранением сверхзвуковой скорости вблизи затененной плоскости крыла. Это подтверждается резким снижением давления, где c_p становится отрицательной. Скачок уплотнения от опущенной консоли крыла взаимодействует с пограничным слоем на поднятой части крыла. В то же время угол между вектором скорости набегающего потока и поднятой консолью возрастает, что приводит к повышению давления вблизи кромки крыла.

На рис. 5 представлены зависимости давления на моделях крыльев и звездообразных тел в зависимости от угла атаки. Для анализа зависимостей $c_p = f(\gamma)$ выбраны характерные точки по размаху крыльев: на линии сопряжения двух половин Λ -крыла $\eta = 0$ и вблизи передних кромок $\eta = 0,8$ и $-0,8$. Как и следовало ожидать, для модели плоского треугольного крыла давление возрастает по мере увеличения угла атаки (рис. 5, а, $\Lambda = 180^\circ$, $M = 3$, $\gamma = 0$ — светлые значки, $\gamma = 20^\circ$ — темные, 1—3 — $\eta = 0$; 0,81; $-0,81$). Наряду с этим для модели элемента четырехлепестковой звезды максимальное давление реализуется при $\alpha = 10^\circ$, что связано с изменением конфигураций ударных волн (рис. 5, б, $\Lambda = 90^\circ$, $M = 3$, $\gamma = 0$ — светлые значки, $\gamma = 20^\circ$ — темные, 1—3 — $\eta = 0$; 0,81; $-0,81$). В проведенных исследованиях обтекания элементов звездообразных тел [12] также отмечалось, что максимальное давление достигалось вблизи $\alpha = 10^\circ$. Это объяснялось переходом от регулярного пересечения ударных волн к маховскому взаимодействию.

Рассмотрим влияние γ на изменение давления по размаху Λ -крыльев. Значения углов $\Lambda = 150^\circ$ и 90° соответствовали конфигурациям волнолета и четырехлепестковой звезды. На рис. 5, в представлены значения коэффициента давления при $M = 3$ и $\alpha = 15^\circ$ ($\Lambda = 150^\circ$ — светлые значки, $\Lambda = 90^\circ$ — темные, 1—3 — $\eta = 0$; 0,81; $-0,81$). Для $\Lambda = 150^\circ$ рост угла крена вызывает снижение давления по всей поверхности крыльев, причем вблизи передней кромки опущенного крыла оно снижается интенсивнее, чем на центральной линии ($\eta = 0$). В отличие от $\Lambda = 150^\circ$ для элемента звезды с $\Lambda = 90^\circ$ давление на поднятой консоли ($\eta = -0,8$) повышается, а на центральной линии и на опущенной консоли также снижается.

Представляет интерес изучение обтекания Λ -крыльев при углах крена во всем диапазоне углов раскрытия. Как и в предыдущем случае, построены давления в трех характерных точках (рис. 5, г, $M = 3$, $\alpha = 15^\circ$, $\gamma = 0$ — светлые значки, $\gamma = 20^\circ$ — темные, 1—3 — $\eta = 0$; 0,81; $-0,81$). При обтекании Λ -крыла без угла крена максимальное давление вблизи передних кромок реализуется при $\Lambda = 150^\circ$, а на центральной линии — при $\Lambda = 90^\circ$. Переход к $\gamma = 20^\circ$ отвечает достижению максимального давления на поднятой консоли при $\Lambda = 120^\circ$, а на опущенной — при $\Lambda = 180^\circ$. Отметим, что задание угла $\gamma = 40^\circ$ приводило к переходу максимума давления на поднятой консоли к $\Lambda = 90^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nonweiler T. R. F. Aerodynamic problems of manned space vehicles // J. Roy. Aeronaut. Soc.— 1959.— V. 63.— P. 521.
2. Гонор А. Л., Швец А. И. Обтекание V-образных крыльев сверхзвуковым потоком при числе $M = 3,9$ // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1967.— № 6.
3. Гунько Ю. П., Мажуль И. И. Обтекание нижней поверхности V-образных крыльев при числах Маха, меньших расчетного // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1977.— № 3, вып. 1.
4. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел при сверхзвуковых скоростях // ПММ.— 1959.— Т. 23, вып. 2.
5. Казаков М. Н., Кравец В. В., Швец А. И. Аэродинамические коэффициенты неоптических тел со звездообразным поперечным сечением // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 6.
6. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латынов А. Ф. Оптимизация гиперзвуковых пространственных тел // ПМТФ.— 1979.— № 1.
7. Venn J., Flower J. Shock patterns for simple caret wings // Aeronaut. J.— 1970.— V. 74.— P. 339.

8. Kipke J. Untersuchungen an schiebenden Wellenreiter-Flügeln im Hyperschallbereich // Z. für Flugwissenschaften.— 1973.— Bd 21, N 11.
9. Чароут А., Редекеопп Л. Сверхзвуковой поток в угле, образованном пересекающимися клиньями // РТК.— 1967.— № 3.
10. Кутлер П. Сверхзвуковое обтекание угла, образованного двумя клиньями // РТК.— 1974.— № 5.
11. Демьяненко В. С., Федосов В. П. Течение сверхзвукового потока около выпуклого двугранного угла // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1975.— № 13, вып. 3.
12. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование распределения давления на звездообразных телах // ПМТФ.— 1965.— № 6.

Поступила 9/XI 1987 г.

УДК 532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. В. Боголепов

(Москва)

Расчет обтекания и аэродинамического нагрева различных пространственных локальных неровностей на поверхности тела — актуальная научно-техническая проблема (см., например, [1]). Анализ течений около неровностей на плоской поверхности [2] выявил механизм взаимодействия пространственных возмущенных областей с внешним невязким потоком, позволил сформулировать целый ряд оригинальных краевых задач, исследовать основные свойства их решений и построить классификационную схему режимов таких течений.

Практически важен учет искривленности поверхности тела. Это дает возможность моделировать обтекание неровностей на поверхности крыла, на стенке искривленного канала или на лопатке турбины. Изучение взаимодействия ламинарного пограничного слоя около искривленной поверхности с малой неровностью на ней показало возникновение в этом случае специального варианта теории продольно-поперечного взаимодействия [3, 4]. В [2, 3] приведена подробная библиография по асимптотической теории взаимодействия пространственных возмущенных областей течения с внешним невязким потоком.

В данной работе выполнены систематические исследования обтекания вязкой несжимаемой жидкостью малых пространственных неровностей, расположенных на искривленной поверхности. Получено, что влияние искривленности поверхности сказывается только на вытянутых в направлении потока неровностях. Построена классификационная схема режимов обтекания таких неровностей, показаны различия в механизмах взаимодействия возмущенных областей течения с внешним невязким потоком и предложено объяснение возникновения передачи возмущений вверх по потоку при обтекании неровностей на вогнутых поверхностях.

1. Рассматривается обтекание искривленной (с постоянным радиусом кривизны R) пластины потоком вязкой жидкости при больших, но докритических числах Рейнольдса. Предполагается, что на поверхности пластины на расстоянии $L \ll R$ от ее передней кромки находится небольшая пространственная выпуклость или вмятина (рис. 1). Строится стационарное решение уравнений Навье — Стокса для пространственной области возмущенного ламинарного течения при стремлении $Re = u_0 L / \nu = \varepsilon^{-2}$ к бесконечности (u_0 — продольная составляющая скорости во внешнем невязком потоке в точке, где находится малая неровность, ν — коэффициент кинематической вязкости). В дальнейшем используются только безразмерные переменные, для этого все линейные размеры относятся к L , компоненты скорости — к u_0 , давление — к ρu_0^2 (ρ — плотность жидкости).

Относительно размеров малой неровности предполагается, что ее характерная толщина a по порядку величины меньше или равна характерной толщине невозмущенного пограничного слоя на искривленной пластине в этом месте ($a \leq \delta \sim O(\varepsilon)$), а ее характерная протяженность b по порядку величины больше или равна a и меньше или равна единице ($a \leq b \leq 1$). Характерная ширина неровности c по порядку величины может быть больше или равна a ($c \geq a$). При $a > b$ или $a > c$ течения могут иметь те же особенности, что и при $a \sim b$ или $a \sim c$, только продольный или по-