

УДК 532.526.011.6

*В.Н. Бражско¹, А.В. Ваганов¹, Г.Н. Дудин², Н.А. Ковалева¹,
И.И. Липатов¹, А.С. Скуратов¹*

¹ Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского

² Московский физико-технический институт (государственный университет)

Экспериментальное исследование особенностей аэродинамического нагрева треугольного крыла при больших числах Маха

Приведены экспериментальные результаты по исследованию теплопередачи на наветренной поверхности треугольного крыла с отклоняемыми элевонами, полученные при числах Маха набегающего потока $M_\infty = 7,5$ и $10,5$ и углах атаки $\alpha = 0,5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$. Угол стреловидности затупленных передних кромок крыла $\chi = 75^\circ$. Измерения выполнены методом термоиндикаторных покрытий. Показано образование двух типов областей повышенных величин тепловых потоков на этой поверхности вне кромок и вершины крыла. Первый связан с переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Второй обусловлен влиянием затупления вершины крыла. Исследовано влияние чисел Маха, Рейнольдса и угла атаки крыла на положение этих областей.

Ключевые слова: гиперзвуковые скорости, экспериментальные исследования, аэродинамическая труба, затупленное треугольное крыло, наветренная сторона, ламинарно-турбулентный переход, тепловые потоки.

Треугольные крылья часто являются несущим элементом высокоскоростного летательного аппарата. В связи с этим исследование теплопередачи и перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на поверхности треугольных крыльев представляет большой практический интерес. В области турбулентного пограничного слоя величины тепловых потоков возрастают в два и более раз в сравнении с их ламинарным уровнем. В случае ламинарно-турбулентного перехода происходит существенная перестройка отрывного течения перед отклоненными органами управления, например, элевонами. Это в свою очередь приводит к изменению как тепловых, так и аэродинамических характеристик обтекаемого тела. Известен ряд работ [1–6] по изучению перехода на поверхности треугольных крыльев с острыми передними кромками. В некоторых работах [7, 8] исследовалось влияние радиуса затупления передних кромок на переход на наветренной стороне треугольного крыла. Было показано, что переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на треугольном крыле зависит от большого числа параметров. Основными из них являются число Маха набегающего потока,

единичное число Рейнольдса, угол атаки, угол стреловидности и радиус затупления передних кромок крыла. Затупление вершины крыла также может вызывать образование локальных областей повышенных тепловых потоков [9]. Однако этих результатов и данных некоторых других работ недостаточно для понимания закономерностей, определяющих существование и положение областей повышенных величин тепловых потоков на поверхности крыла. В связи с этими проблемами и была выполнена настоящая экспериментальная работа.

Эксперименты проведены в аэродинамической трубе периодического действия Т-117 ЦАГИ [10]. В таблице 1 приведены основные параметры, которые были реализованы при проведении настоящих исследований.

На рис. 1 приведена схема модели, использованной в экспериментах при числе $M_\infty = 7,5$ с указанием координат сечений, выбранных для представления результатов исследований.

Модель выполнена в виде треугольного крыла с углами стреловидности передних кромок $\chi = 75^\circ$, сферическим затуплением вершины ($r = 6$ мм) и цилиндрически-

ми затуплениями кромок ($r = 3$ и 6 мм). В хвостовой части модели расположены два элевона, которые могут иметь углы отклонения $\delta = 0, 10^\circ$ и 20° относительно нижней поверхности крыла. Для иссле-

дований при $M_\infty = 10,5$ была изготовлена модель треугольного крыла без элевонов. При этом длина модели стала равной 677 мм, а радиусы затупления обеих кромок и вершины сделаны равными 3 мм.

Т а б л и ц а 1

№	α [°]	δ_1 [°]	δ_2 [°]	M_∞	P_0 [кг/см ²]	T_0 [K]	$Re_1 \cdot 10^{-6}$ [1/м]	$Re_L \cdot 10^{-6}$ [1/м]
1	0	0	0	7,5	26,60	745	6,72	4,02
2	5	0	0	7,5	10,70	825	2,29	1,37
3	5	0	0	7,5	24,60	750	6,15	3,68
4	5	20	10	7,5	10,22	839	2,13	1,28
5	5	20	10	7,5	24,65	766	5,95	3,56
6	10	0	0	7,5	23,90	754	5,92	3,54
7	10	0	0	7,5	18,33	732	4,55	3,08
8	15	0	0	7,5	25,35	745	6,41	3,84
9	10	0	0	10,5	97,85	1100	4,8	3,25

№ — номер пуска трубы; α — угол атаки модели; δ_1 и δ_2 — углы отклонения правого и левого элевонов; M_∞ — число Маха набегающего потока; P_0 и T_0 — давление и температура торможения; Re_1 — единичное число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и длине, равной 1 м; Re_L — число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и длине крыла L

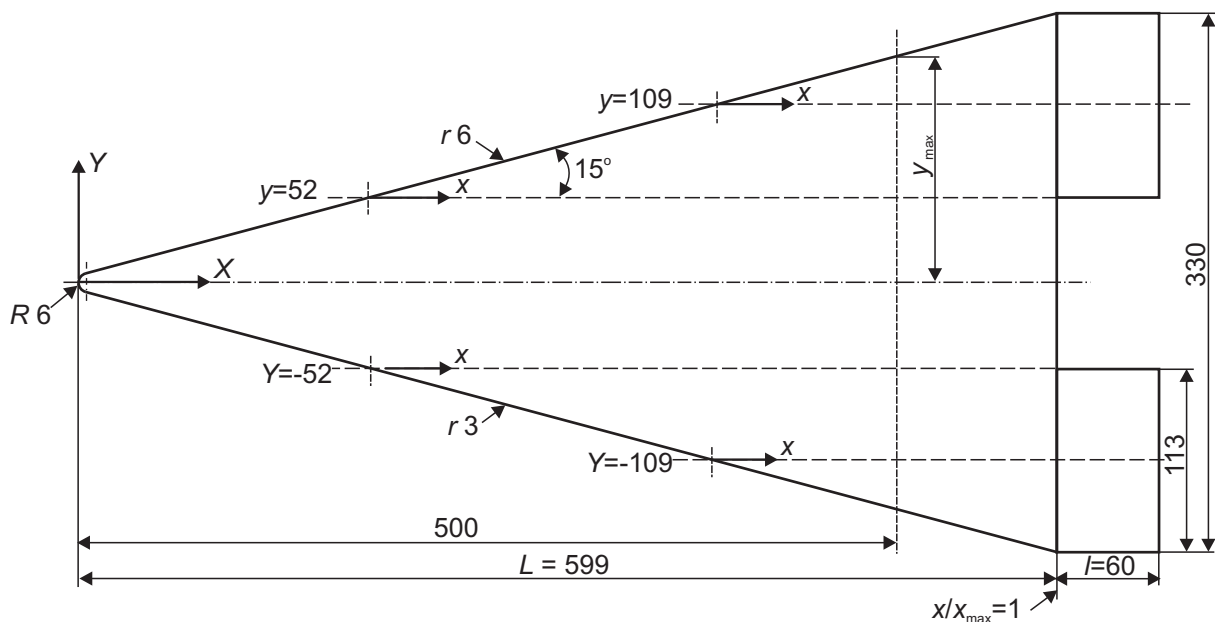


Рис. 1

Для измерения величин тепловых потоков к поверхности крыла в данных испытаниях был применен метод термоиндикаторных покрытий [11]. В связи с этим крыло было изготовлено из малотеплопроводного материала АГ-4В. Модель, покрытая термоиндикатором с некоторой температурой плавления, после выхода трубы на режим быстро вводится в поток.

Время прохождения моделью пограничного слоя, сходящего со стенок сопла, составляет $0,04$ – $0,06$ с. В местах максимальных величин тепловых потоков на поверхности модели термоиндикаторное покрытие белого цвета плавится в первую очередь и становится прозрачным. Контрастная граница плавления (изотерма) в процессе испытания перемещается по поверхности мо-

дели. Её движение от момента ввода модели в поток фиксируется видеокамерами. Время достижения температуры плавления термоиндикатора в данной точке поверхности модели является мерой величины теплового потока в этой точке.

На телах со сферическим носовым затуплением измеренная величина теплового потока q относится обычно к величине теплового потока q_0 , вычисленного в критической точке носового затупления по формуле Фэя–Ридделла [12] для параметров набегающего потока в данном пуске трубы. Экспериментальные результаты представляются затем в виде набора изолиний q/q_0 на исследуемой поверхности модели и графиков распределения величин q/q_0 в заданных сечениях, что и было сделано в данной работе.

На рис. 2 показана картина плавления термоиндикатора на нижней поверхности крыла (кадр из видеофайла), полученная при угле атаки модели $\alpha = 5^\circ$ и числах $M_\infty = 7,5$ и $Re_L = 3,68 \cdot 10^6$ (пуск № 3). Углы отклонения элевонов δ_1 и δ_2 равны нулю.

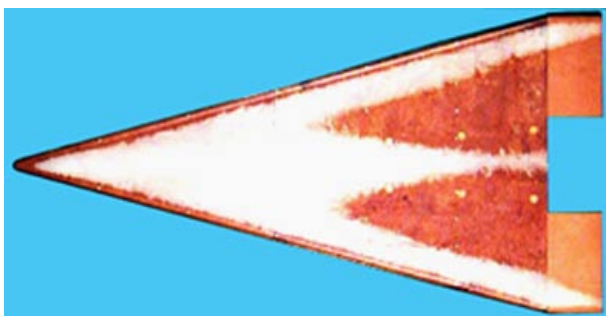
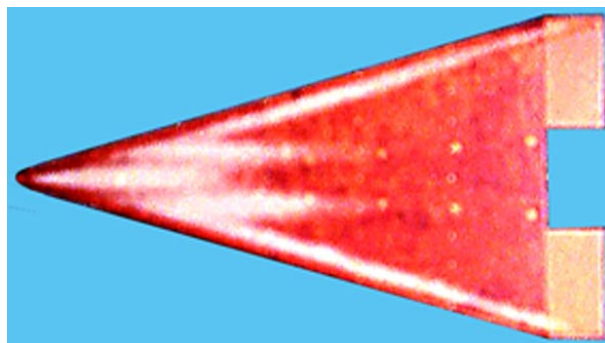


Рис. 2

Границе плавления термоиндикатора на этом рисунке соответствует величина $q/q_0 = 0,036$. Внутри зоны плавления значения q/q_0 выше, а вне зоны — ниже, чем на границе. Видно, что в задней части крыла наблюдаются две больших клиновидных области плавления термоиндикатора (далее — турбулентные клинья), величины тепловых потоков в которых близки к соответствующим величинам в окрестности передних кромок. Образование этих областей связано с переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный на этих участках поверхности крыла. Заметно также слабое влияние разных величин радиуса затупления передних кромок на положение и величину областей перехода.

Рис. 3. $M_\infty = 7,5$; $\alpha = 15^\circ$; $Re_L = 3,84 \cdot 10^6$; $\delta_1 = \delta_2 = 0$

Увеличение угла атаки крыла до $\alpha = 15^\circ$ (пуск № 8, рис. 3) приводит к появлению в центральной части поверхности крыла ещё одной области перехода пограничного слоя, индуцированного возмущениями, приходящими от затупления вершины крыла.

То есть на этом режиме обтекания модели на большей части нижней поверхности крыла течение имеет переходный и турбулентный характер.

Об этом свидетельствует также график, приведённый на рис. 4.

Точка минимума на кривой, осредняющей распределение относительных величин тепловых потоков q/q_0 вдоль данного сечения, является точкой начала перехода пограничного слоя, а точка максимума — концом. В конце области перехода как в плоскости угла атаки ($y = 0$), так и в боковых сечениях ($y = \pm 52$ мм), проходящих через турбулентные клинья, величины тепловых потоков выходят на один и тот же турбулентный уровень.

На рис. 5 показан график распределения величин q/q_0 в сечении $y = -52$ мм в зависимости от угла атаки крыла α .

С увеличением α точки начала и конца перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный смещаются вперед. Тепловые потоки в конце области перехода резко возрастают, градиент нарастания тепловых потоков в переходной области увеличивается, а длина области перехода уменьшается. При $\alpha = 5^\circ$ и числе $Re_L \approx (1,28-1,37) \cdot 10^6$ переход на поверхности крыла не происходит и в данном сечении на рис. 5 наблюдается чисто ламинарное распределение тепловых потоков (кривая 2). При числе $Re_L = 3,68 \cdot 10^6$ в конце области перехода величина $(q/q_0)_{\text{макс}} \approx 0,06$ (кривая 3) и более чем в три раза превосходит со-

ответствующее ламинарное значение теплового потока. При этом максимальная расчётная относительная величина теплового потока на кромке крыла с радиусом закругления $r = 3$ мм составляет

$q_{0 \text{ кромки}}/q_0 = 0,197$. В случае угла атаки $\alpha = 15^\circ$ (кривая 5) в конце области перехода величина $(q/q_0)_{\text{макс}} \approx 0,16$, а расчётный тепловой поток на этой кромке крыла $q_{0 \text{ кромки}}/q_0 = 0,28$.

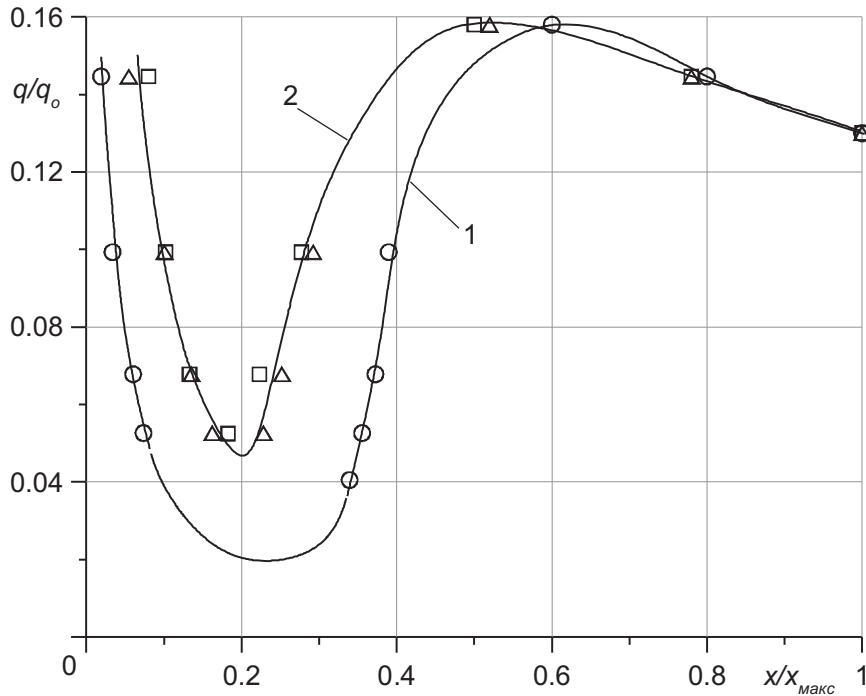


Рис. 4. $M_\infty = 7,5$; $\alpha = 15^\circ$; $Re_L = 3,84 \cdot 10^6$; $\delta_1 = \delta_2 = 0$; 1) — $y = 0$; 2) $\nabla - y = -52$ мм ($r = 3$ мм), $\triangle - y = 52$ мм ($r = 6$ мм)

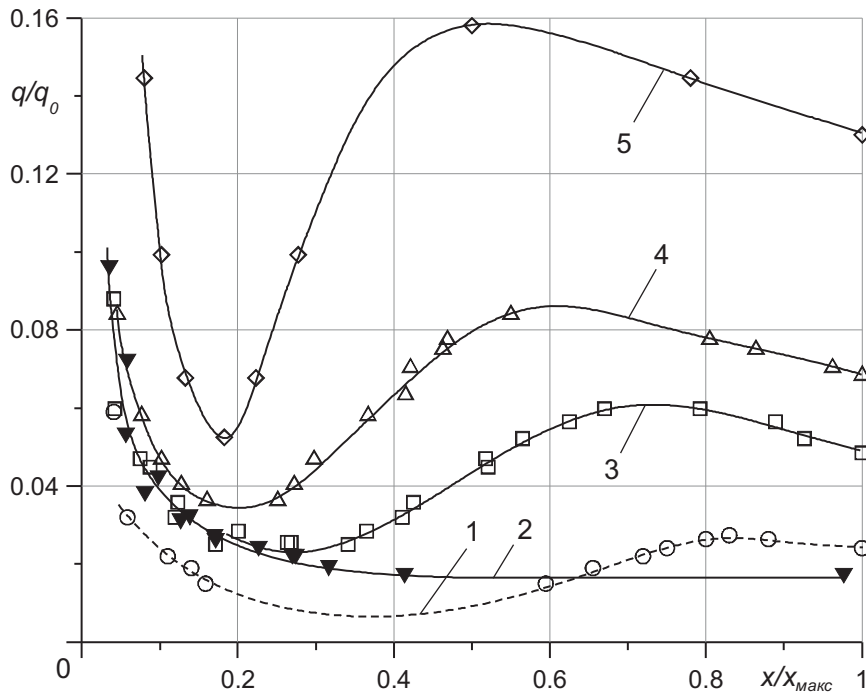


Рис. 5. $M_\infty = 7,5$; $\delta_1 = \delta_2 = 0$; $y = -52$ мм; 1) — $\alpha = 0$, $Re_L = 4,02 \cdot 10^6$; 2) $B - \alpha = 5^\circ$, $Re_L = (1,28-1,37) \cdot 10^6$; 3) $\nabla - \alpha = 5^\circ$, $Re_L = (3,56-3,68) \cdot 10^6$; 4) $\triangle - \alpha = 10^\circ$, $Re_L = 3,54 \cdot 10^6$; 5) $M - \alpha = 15^\circ$, $Re_L = 3,84 \cdot 10^6$

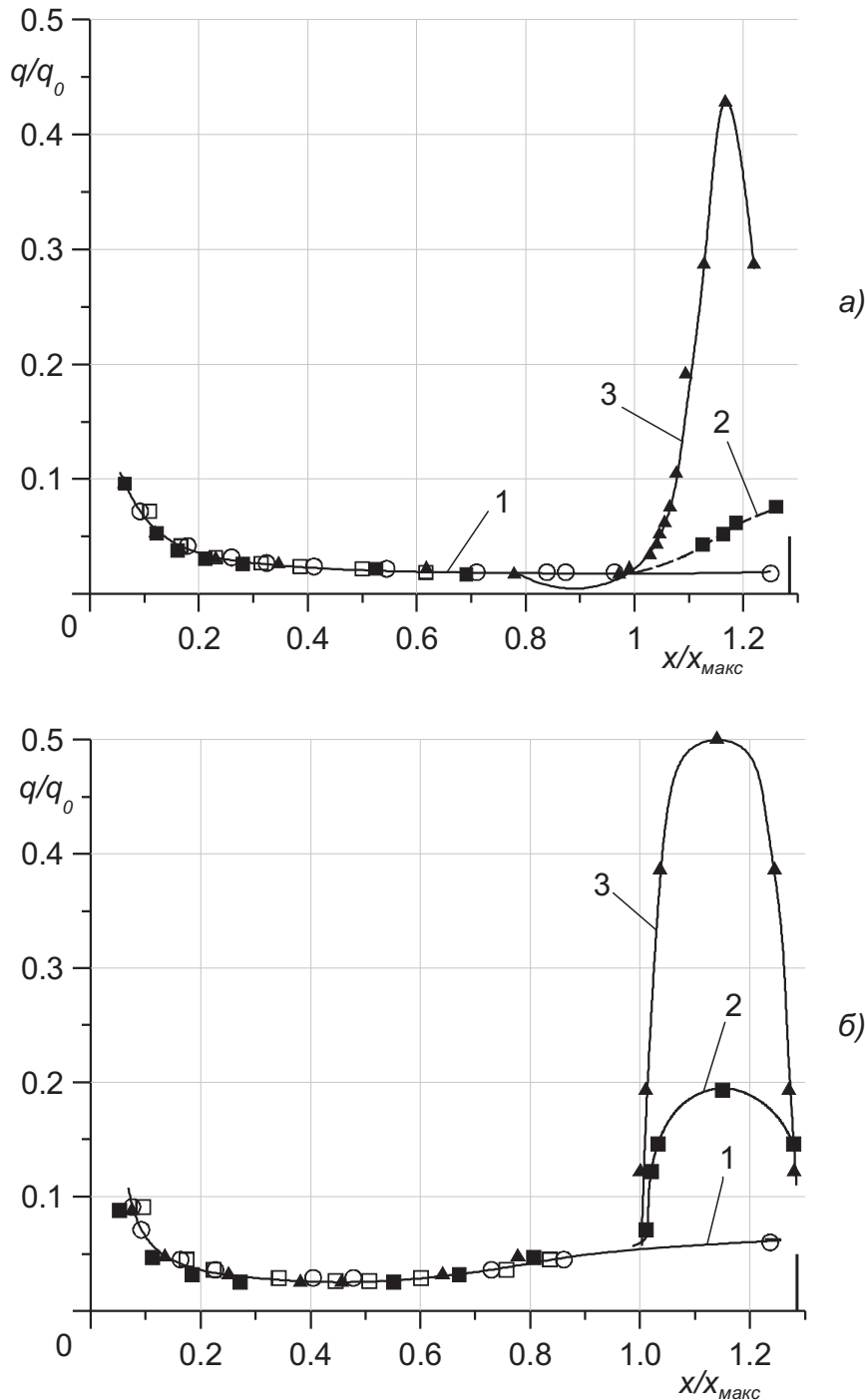


Рис. 6. $M_\infty = 7,5$; $\alpha = 5^\circ$; а) $Re_L = (1,28-1,37) \cdot 10^6$; 1) $\delta_1 = \delta_2 = 0$, $\nabla - y = -109$ мм, $- - y = 109$ мм; 2) $\triangle - \delta_2 = 10^\circ$, $y = -109$ мм; 3) $\nabla - \delta_1 = 20^\circ$, $y = 109$ мм; б) $Re_L = (3,56-3,68) \cdot 10^6$; 1) $\delta_1 = \delta_2 = 0$, $\nabla - y = -109$ мм, $- - y = 109$ мм; 2) $\triangle - \delta_2 = 10^\circ$, $y = -109$ мм; 3) $\nabla - \delta_1 = 20^\circ$, $y = 109$ мм

На рис. 6а, б приведены графики распределения относительных величин тепловых потоков, полученных при $\alpha = 5^\circ$ в сечениях $y = \pm 109$ мм, проходящих через середину элевонов (рис. 1) для случаев неотклонённого элевона $\delta_1 = \delta_2 = 0$ и при отклонении его на 10° и 20° вниз. При малом числе Рейнольдса (рис. 6а) перед отклонённым на угол 20° элевонем существу-

ет отрыв ламинарного пограничного слоя с резко выраженным пиком теплового потока в точке присоединения ($x/x_{\text{макс}} \approx 1,17$) на элевоне. Величина $(q/q_0)_{\text{макс}} \approx 0,43$ в точке присоединения и примерно в 20 раз превышает величину q/q_0 в этой точке на неотклонённом элевоне.

При числе $Re_L = 3,56 \cdot 10^6$ в области существования турбулентного клина

на поверхности крыла области отрыва пограничного слоя перед отклонённым на $\delta_1 = 20^\circ$ элевоном практически нет. На обоих графиках вертикальная линия на оси x/x_{\max} справа обозначает заднюю кромку элевона.

Распределения величин q/q_0 на нижней поверхности крыла в поперечном сечении, расположенном на расстоянии $x = 500$ мм от его вершины, приведены на рис. 7.

При $\alpha = 5^\circ$ и малом числе Re_L в этом сечении, как уже отмечалось выше, существует ламинарный пограничный слой. При больших числах Рейнольдса мы видим образование областей переходного и турбулентного течения, которые при $\alpha = 15^\circ$ распространяются от $y/y_{\max} \approx -0,88$ до $y/y_{\max} \approx 0,85$. Координата y_{\max} соответствует точке пересечения поперечного сечения с образующими передних кромок крыла (рис. 1).

На рис. 8 показан график зависимости чисел Рейнольдса начала и конца перехода Re_t и Re_T , определённых в сечениях $y = \pm 52$ мм, от угла атаки α . Числа Re_t и Re_T вычислялись по параметрам набегающего потока и расстояниям до точек начала x_t и конца перехода x_T соответственно.

Наиболее сильное уменьшение величин чисел Рейнольдса Re_t происходит в диапазоне $\alpha = 0-10^\circ$. При дальнейшем увеличении угла атаки до $\alpha = 15^\circ$ величина числа Re_t практически не изменяется. Минимальное значение числа Рейнольдса конца перехода реализуется при $\alpha = 15^\circ$ и составляет $Re_T \approx 1,4 \cdot 10^6$. Здесь же нанесены соответствующие данные, полученные в работе [5] при числе $M_\infty = 8$ на крыле с острыми передними кромками. При нулевом угле атаки число Рейнольдса начала перехода на этом крыле примерно в 2 раза больше, чем на крыле с затупленными кромками. С увеличением α величины Re_t , измеренные в обеих работах, сближаются. Длина области перехода в работе [5] меньше, чем на крыле с затупленными кромками. По-видимому, эти расхождения обусловлены различием в параметрах набегающего потока, геометрии кромок и положении измерительных сечений.

На рис. 9 показано распределение относительных величин тепловых потоков в сечениях $y = 0$ и $y = -52$ мм для двух чисел Маха $M_\infty = 7,5$ и $M_\infty = 10,5$ и угла атаки крыла $\alpha = 10^\circ$. Число Re_L в обоих случаях было приблизительно одинаковым.

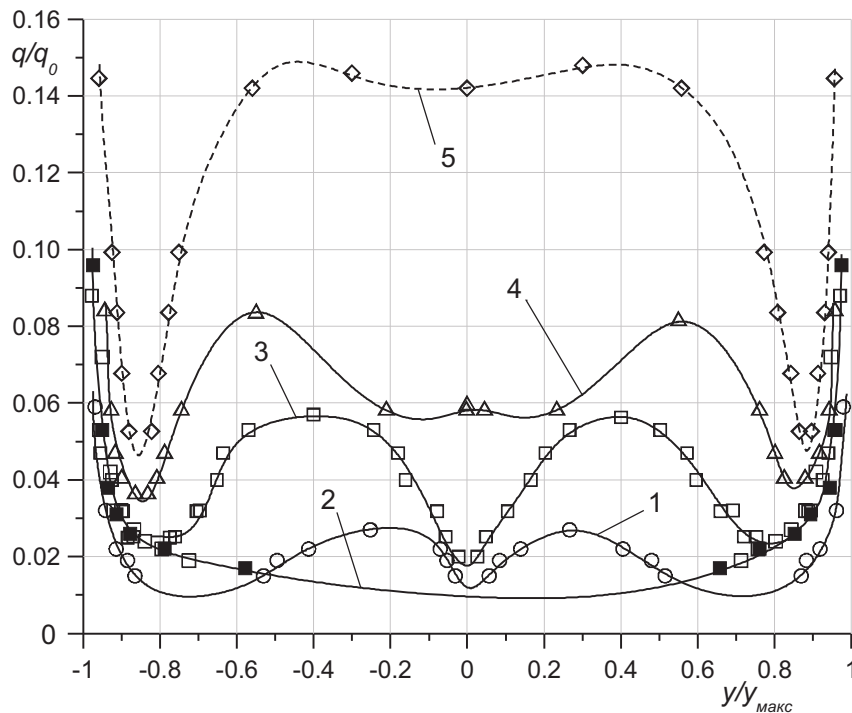


Рис. 7. $x = 500$ мм; 1) — $\alpha = 0$, $Re_L = 4,02 \cdot 10^6$; 2) ! — $\alpha = 5^\circ$, $Re_L = (1,28-1,37) \cdot 10^6$; 3) ∇ — $\alpha = 5^\circ$, $Re_L = (3,56-3,68) \cdot 10^6$; 4) \triangle — $\alpha = 10^\circ$, $Re_L = 3,54 \cdot 10^6$; 5) M — $\alpha = 15^\circ$, $Re_L = 3,84 \cdot 10^6$

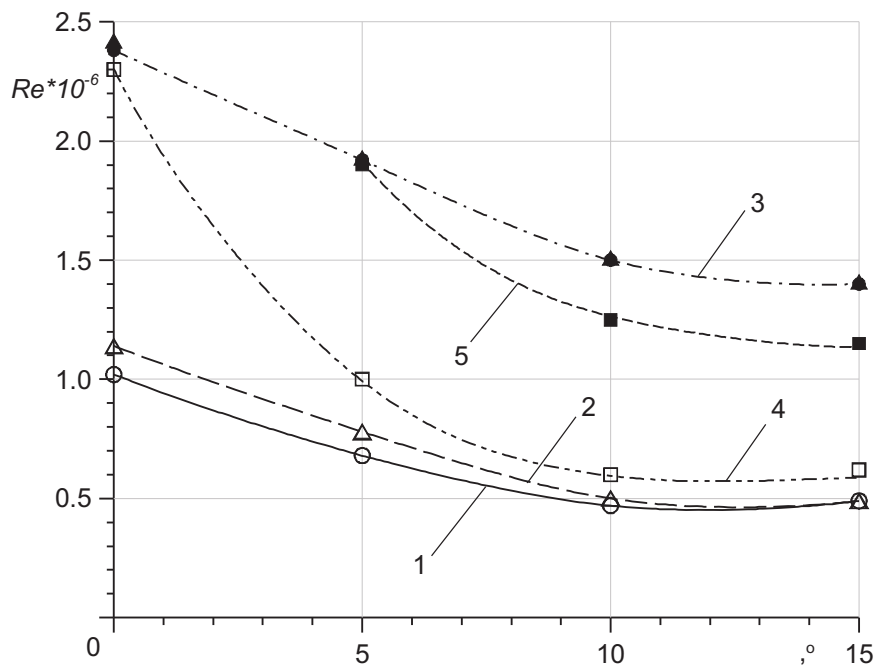


Рис. 8. 1) — Re_t ($z = 52$ мм, $r = 3$ мм), настоящие данные; 2) \triangle — Re_t ($z = -52$ мм, $r = 6$ мм), настоящие данные; 3) — Re_T ($z = 52$ мм, $r = 3$ мм), 7 — Re_T ($z = -52$ мм, $r = 6$ мм), настоящие данные; 4) ∇ — Re_t ($z = 21,5$ мм, $r = 0$, $M_\infty = 8$) [5]; 5) ! — Re_T ($z = 21,5$ мм, $r = 0$, $M_\infty = 8$) [5]

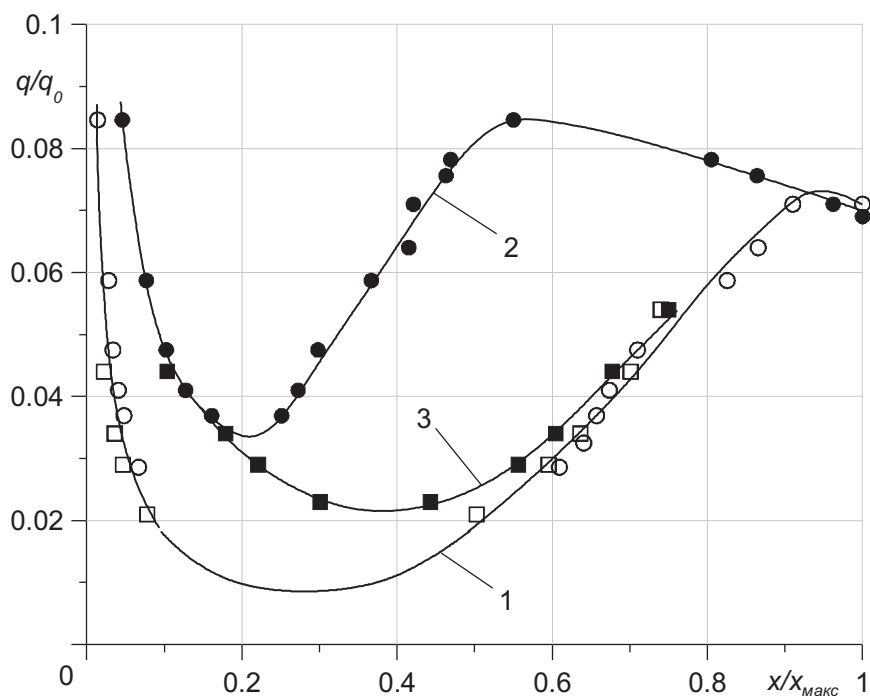


Рис. 9. $\alpha = 10^\circ$; 1) — $y = 0$; $M_\infty = 7,5$; $Re_L = 3,54 \cdot 10^6$; ∇ — $y = 0$; $M_\infty = 10,5$; $Re_L = 3,25 \cdot 10^6$; 2) — $y = -52$ мм; $M_\infty = 7,5$; $Re_L = 3,54 \cdot 10^6$; 3) — $y = -52$ мм; $M_\infty = 10,5$; $Re_L = 3,25 \cdot 10^6$

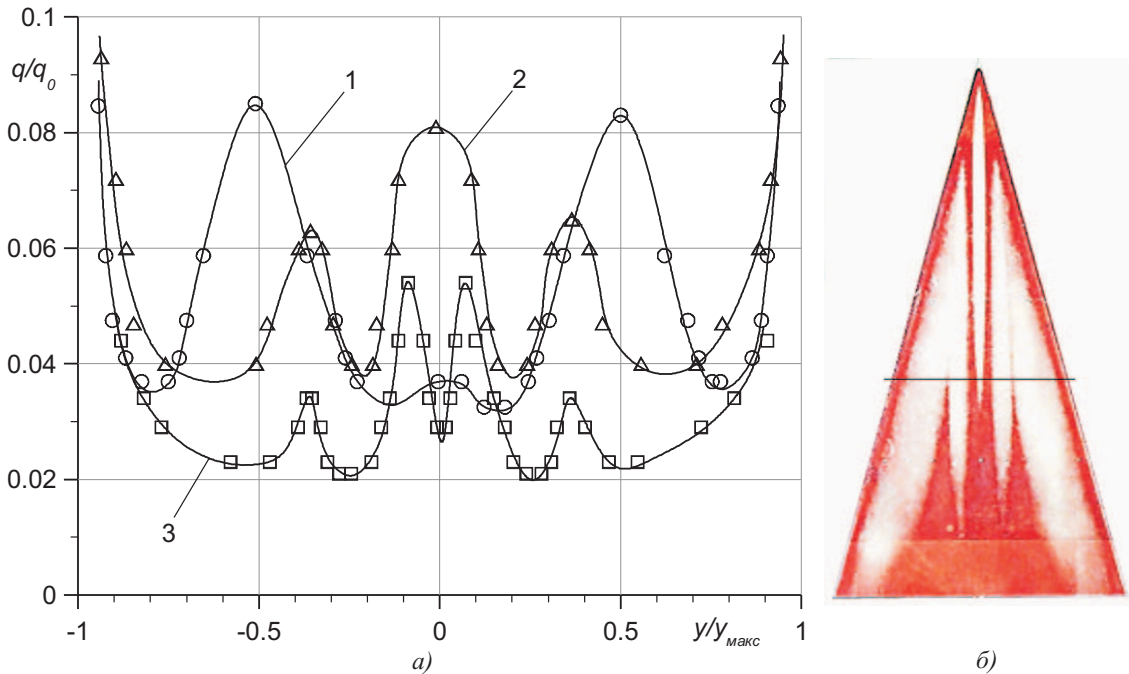


Рис. 10. $\alpha = 10^\circ$, $x = 400$ мм; а) 1) — $M_\infty = 7,5$; $Re_L = 3,54 \cdot 10^6$, $r = 6$ мм; 2) Δ — $M_\infty = 7,5$; $Re_L = 3,08 \cdot 10^6$, $r = 3$ мм; 3) ∇ — $M_\infty = 10,5$; $Re_L = 3,25 \cdot 10^6$, $r = 3$ мм

В плоскости угла атаки крыла данные для двух вариантов обтекания практически совпадают. Это же наблюдается и в ламинарной области бокового сечения $y = -52$ ($x/x_{\text{макс}} < 0,2$). Точка начала перехода в этом сечении с ростом числа M_∞ смещается назад. При этом максимальная величина теплового потока в конце области перехода составляет здесь $(q/q_0)_{\text{макс}} \approx 0,084$.

В поперечном сечении $x = 400$ мм (рис. 10 а) при $M_\infty = 10,5$ и радиусе закругления вершины крыла $r = 3$ мм появляются два ярко выраженных пика тепловых потоков вблизи плоскости симметрии крыла, индуцированных закруглением его вершины. Они хорошо видны на рис. 10 б в виде двух полос плавления термоиндикатора, идущих от окрестности вершины крыла. На этом рисунке приведён кадр видеозаписи, полученной в пуске трубы при $M_\infty = 10,5$, $Re_L = 3,25 \cdot 10^6$ и радиусе закругления вершины крыла $r = 3$ мм. Границе изменения цвета термоиндикатора на этом рисунке соответствует величина $q/q_0 = 0,034$. Горизонтальной линией показано сечение $x = 400$ мм.

На рис. 10а при $M_\infty = 10,5$ (кривая 3) также видны небольшие максимумы q/q_0 , связанные с началом образования турбулентных клиньев в этой области поверхности модели, которые хорошо видны на

рис. 10б. При числе $M_\infty = 7,5$ и $r = 3$ мм координаты точек $(q/q_0)_{\text{макс}}$ в областях перехода не изменяются, то есть турбулентные клинья образуются в тех же местах поверхности крыла, что и при $M_\infty = 10,5$ (кривые 2 и 3). В центральной части крыла уже существует турбулентное течение. Увеличение радиуса закругления вершины крыла до $r = 6$ мм (кривая 1) приводит к тому, что пики q/q_0 в центральной части крыла отсутствуют, а области перехода более сильно развиты и расположены дальше от плоскости симметрии, чем при $r = 3$ мм.

При числах $M_\infty = 7,5$ и $10,5$ с помощью метода термоиндикаторных покрытий было выполнено исследование аэродинамического нагревания модели треугольного крыла с углом стреловидности передних кромок $\chi = 75^\circ$. Целью исследований было как получение данных по величинам тепловых потоков на поверхности крыла, так и определение положения областей перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Представленные результаты показали, что при $\alpha = 5^\circ$, числе $M_\infty = 7,5$ и пониженных числах $Re_L \approx 1,3 \cdot 10^6$ на нижней поверхности крыла практически полностью реализовывалось ламинарное течение. При этом на элевоне с углом отклонения 20° наблюдается типичный для

областей присоединения ламинарного пограничного слоя локальный пик теплового потока, максимальная величина которого примерно в 20 раз превышает величину теплового потока в этой точке на неотклонённом элевоне.

При числах $Re_L = (3,25-4,02) \cdot 10^6$ и числе $M_\infty = 7,5$ распределение тепловых потоков на нижней поверхности модели имеет существенно неравномерный характер. Это связано с образованием здесь на всех исследованных углах атаки модели двух локальных областей ламинарно-турбулентного перехода (турбулентных клиньев) у каждой передней кромки. Турбулентные клинья, вызванные переходом вблизи передних кромок крыла, существуют при всех α . Увеличение угла атаки приводит к резкому возрастанию величин тепловых потоков в области турбулентных клиньев и смещению вперед точек начала и конца перехода. Величины $(q/q_0)_{\max}$ в конце области перехода приблизительно в 3 раза превышают соответствующее ламинарное значение в точке начала перехода.

При $\alpha = 5^\circ$ перед большей частью поверхности отклонённых элевонов на крыле расположены турбулентные клинья. Судя по тому, что в них перед задней кромкой крыла не наблюдаются зоны малых величин тепловых потоков, можно сказать, что в областях переходного и турбулентного течений отрыва пограничного слоя перед элевонами практически нет. Максимальные величины тепловых потоков на элевоне с углом отклонения $\delta_2 = 10^\circ$ приблизительно в 4 раза больше, чем на неотклонённом, а при $\delta_1 = 20^\circ$ увеличиваются примерно на порядок.

Наиболее сильное влияние увеличения угла атаки на уменьшение числа Re_t в сечениях $y = \pm 52$ мм происходит в диапазоне $\alpha = 0-10^\circ$ (приблизительно от $Re_t \approx 1,1 \cdot 10^6$ до $Re_t \approx 0,5 \cdot 10^6$). При дальнейшем увеличении угла атаки до $\alpha = 15^\circ$ величина числа Re_t практически не изменяется. Минимальное значение числа Рейнольдса конца перехода реализуется при $\alpha = 15^\circ$ и составляет $Re_T \approx 1,4 \cdot 10^6$.

В случае $\alpha = 10^\circ$ на нижней поверхности крыла в его центральной части вблизи задней кромки появляется ещё одна область ламинарно-турбулентного перехода, индуцированная возмущениями от носового затупления. При $\alpha = 15^\circ$ эта об-

ласть развивается в ярко выраженный турбулентный клин, конец перехода пограничного слоя в котором расположен в точке с координатой $x_T/x_{\max} \approx 0,6$.

Кроме того, при $M_\infty = 10,5$ и $\alpha = 10^\circ$ в окрестности плоскости симметрии крыла под воздействием возмущений, индуцированных затуплением вершины крыла, возникают резко выраженные локальные пики тепловых потоков.

Величина радиуса затупления вершины крыла имеет определяющее значение на положение областей перехода на поверхности крыла в поперечном направлении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ВЦП РН-ПВШ 2.1.1.5904.

Литература

1. *Калинина С.В., Корнилов В.И.* Влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на переход пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях // ПМТФ. — 1973. — № 1. — С. 159–162.
2. *Давыдова Н.А., Юшин А.Я.* Экспериментальное исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный около нижней поверхности треугольных пластин с острыми кромками // Ученые записки ЦАГИ. — 1975. — Т. VI, № 1. — С. 48–56.
3. *Бражско В.Н., Косых А.П., Шкирин Н.Н.* Исследование теплопередачи на клиньях со скошенной передней кромкой и изломом образующей // Ученые записки ЦАГИ. — 1984. — Т. XV, № 4. — С. 29–37.
4. *Бражско В.Н., Ковалева Н.А., Крылова Л.А., Майжар Г.И.* О переходе пограничного слоя на поверхности треугольного крыла при сверхзвуковом обтекании // Изв. РАН. МЖГ. — 1989. — № 3. — С. 87–92.
5. *Ковалева Н.А., Коллина Н.П., Юшин А.Я.* Влияние угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на нижней поверхности треугольных пластин в сверхзвуковом потоке газа // Ученые записки ЦАГИ. — 1990. — Т. XXI, № 4. — С. 92–95.
6. *Ковалева Н.А., Коллина Н.П., Косых А.П., Юшин А.Я.* Результаты экспериментального и численного исследования аэродинамического нагревания нижней поверхности треугольных крыльев с острыми передними кромками при числах

$M_\infty = 6,1$ и 8 // Изв. РАН. МЖГ. — 1991. — № 4. — С. 183–188.

7. Ковалева Н.А., Колина Н.П., Юшин А.Я. Экспериментальное исследование теплообмена и ламинарно-турбулентного перехода на моделях треугольного полукрыла с затупленной передней кромкой в сверхзвуковом потоке // Ученые записки ЦАГИ. — 1993. — Т. XXIV, № 3. — С. 46–52.

8. Кондратьев И.А., Юшин А.Я. Влияние радиуса затупления передних кромок на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на наветренной стороне треугольного крыла // Труды ЦАГИ. — 1993. — Выпуск 2514. — С. 89–94.

9. Кондратьев И.А., Юшин А.Я. О локальном увеличении теплового потока на нижней поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками // Аэротермодинамика воздушно-кос-

мических систем. Сборник докладов ежегодной научной Школы-семинара ЦАГИ «Механика жидкости и газа». — 1990. — С. 167–175.

10. Boldyrev S., Brazhko V., Vaganov A., Davletkildiev R., Zadonsky S., Nosov V., Plyashechnik V., Skuratov A., Smirnov V. T-117 TsAGI Hypersonic Wind Tunnel // Proceedings of XI Int. Conf. On the Methods of Aerophysical Research. Part II. — Novosibirsk, Nonparel, 2002. — P. 28–32.

11. Borovoy V.Ya., Brazhko V.N., Maikapar G.I., Skuratov A.S., Struminskaya I.V. Heat Transfer Peculiarities in Supersonic Flows // Journal of Aircraft. — 1992. — V. 29, N. 6. — P. 969–977.

12. Fay J.A., Riddell F.R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // Journal of Aeronautical sciences. — 1958. — V. 25, N. 2.

Поступила в редакцию 11.01.2009.