

УДК 532.526.3.011.7

О ПЕРЕХОДЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

**БРАЖКО В. Н., КОВАЛЕВА Н. А., КРЫЛОВА Л. А.,
МАЙКАПАР Г. И.**

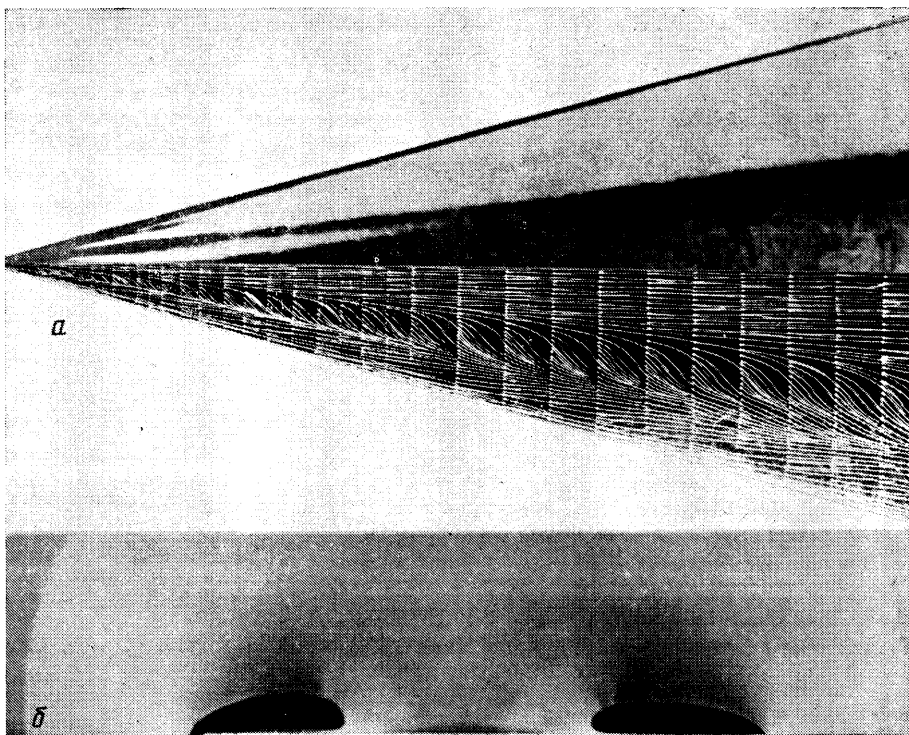
В сверхзвуковой аэродинамической трубе при числах Маха $M_\infty=3-5$ выполнено экспериментальное исследование перехода ламинарного течения в турбулентное на поверхности треугольного крыла. Показано, что при $M_\infty=3$, $Re_L=6,5 \cdot 10^6$ и $\alpha=-5,5^\circ$ большая часть верхней поверхности крыла в окрестности линии симметрии занята клиновидной областью турбулентного течения. Величины тепловых потоков в этой области достигают тех же значений, что и в максимумах теплоотдачи, индуцированных здесь отрывными течениями, и могут превышать турбулентный уровень тепловых потоков на наветренной поверхности крыла.

Изменение формы нижней поверхности крыла от плоской к пирамидальной приводит к ускорению перехода пограничного слоя на нижней поверхности.

При некоторых условиях обтекания в окрестности линии симметрии верхней плоской поверхности треугольного крыла может происходить переход ламинарного течения в турбулентное [1-3]. На плоской нижней поверхности треугольного крыла область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный расположена намного ближе к его передней кромке [4-6], чем на прямом крыле. Увеличение угла наклона нижней поверхности в нормальном к передней кромке сечении приводит к еще более раннему переходу пограничного слоя [7]. При этом конец области перехода может быть расположен в непосредственной близости от передней кромки крыла. В областях турбулентного течения величины тепловых потоков существенно больше, чем при ламинарном обтекании.

Были исследованы условия возникновения и существования турбулентного течения на поверхности треугольного крыла. Модель представляла собой треугольное крыло с длиной корневой хорды $L=0,245$ м и углом стреловидности острых передних кромок $\chi=75^\circ$. Угол клина в нормальном к передней кромке сечении составлял 30° . Числа Рейнольдса Re_L , вычисленные по параметрам набегающего потока и длине L , были равны $(1,8-7) \cdot 10^6$. Углы атаки отсчитывались относительно плоской поверхности крыла и изменялись в диапазоне $-15^\circ \leq \alpha \leq 5,5^\circ$. Данные по переходу получены с помощью измерения теплоотдачи к крылу методом термоиндикаторных покрытий [8].

1. На фиг. 1, а приведена совмещенная картина фотографий верхней поверхности крыла с термоиндикаторным покрытием (верхняя половина) и с предельными линиями тока (нижняя), полученными при $M_\infty=3$, $Re_L=7 \cdot 10^6$ и $\alpha=-5,5^\circ$. Черные области на поверхности крыла с термоиндикаторным покрытием — области повышенных значений тепловых потоков. Границам этих областей соответствует число Стантона $St_\infty=0,77 \cdot 10^{-3}$, определенное формулой $St_\infty=q_w/\rho_\infty u_\infty c_p (T_0-T_w)$, где q_w — местный тепловой поток, ρ_∞ , u_∞ — плотность и скорость набегающего потока, c_p — удельная теплоемкость воздуха, T_0 — температура торможения набегающего потока, T_w — температура поверхности модели. При вычислении q_w в качестве определяющей температуры использовалась T_0 . Внутри границ значения St_∞ больше, а вне, в белых областях, меньше, чем на границе. Узкая полоса повышенных значений St_∞ в передней части крыла, расположенная вдоль луча, выходящего из вершины крыла, вызвана присоединением потока, оторвавшегося с передних кромок. Линии присоединения соответствует линия растекания на картине предельных линий тока. Именно на линии растекания расположен максимум тепловых потоков. Угол между линиями растекания практически не зависит от



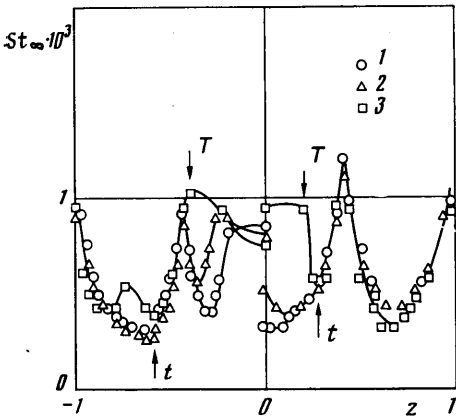
Фиг. 1

Re_L . При увеличении числа M_∞ от 3 до 5 он уменьшается примерно от 13 до 8° . При этом точка, из которой выходят линии растекания, смещается из вершины крыла на линию симметрии верхней поверхности.

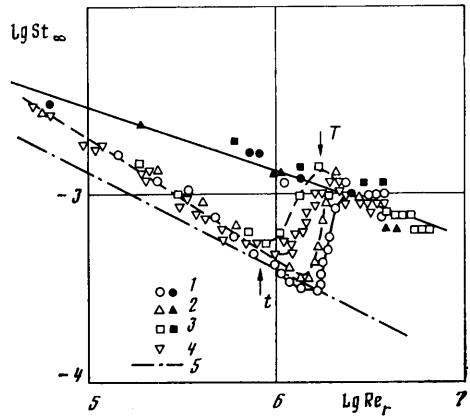
В области между линиями растекания наблюдается течение, параллельное линии симметрии. Здесь развивается новый пограничный слой, в котором происходит переход ламинарного течения в турбулентное в клиновидной области, качественно подобной областям перехода, существующим на наветренной поверхности плоских треугольных крыльев [6]. Угол при вершине турбулентного клина слабо зависит от параметров потока и при $\alpha = -5,5^\circ$ равен приблизительно 18° .

На фиг. 1, б показана картина течения над верхней поверхностью крыла, полученная в поперечном сечении $x/L=0,815$ методом «лазерного ножа» [8]. Координата x измеряется от вершины вдоль линии симметрии верхней поверхности крыла. Черные области представляют собой области отрывных вихревых течений. Затемненная область у поверхности крыла между ними — зона переходного и турбулентного течений. В исследованном диапазоне условий обтекания головная ударная волна отсоединена от передних кромок крыла.

2. Влияние числа Рейнольдса на распределения St_∞ в поперечных сечениях верхней поверхности крыла при $M_\infty=3$ и $\alpha=-5,5^\circ$ показано на фиг. 2. В силу симметрии на графике приведены данные для половин сечений, справа — для $x/L=0,36$, слева — $x/L=0,72$. Координата $z=0$ соответствует линии симметрии, $z=\pm 1$ — кромкам крыла. Точки 1–3 получены при $Re_L=3,9 \cdot 10^6$; $4,6 \cdot 10^6$ и $6,5 \cdot 10^6$. При $Re_L=3,9 \cdot 10^6$ область перехода и турбулентного течения наблюдается только во втором сечении ($-0,3 < z < 0,3$) между первичными максимумами (пиками) теплоотдачи ($z \approx \pm 0,42$), связанными с присоединением оторвавшегося потока. С увеличением Re_L начало области перехода сдвигается вперед к вершине крыла и увеличивается ширина области турбулентного течения. При $Re_L=$



Фиг. 2



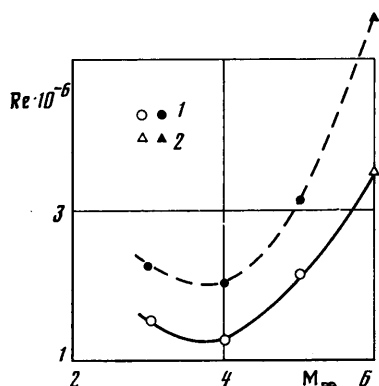
Фиг. 3

$=6,5 \cdot 10^6$ область турбулентного течения в первом сечении распространяется уже до $z \approx \pm 0,2$, а в сечении $x/L=0,72$ — до $z \approx \pm 0,4$. Начало и конец перехода при этом числе Рейнольдса на графиках обозначены стрелками и буквами t и T соответственно. Видно, что определяющим фактором в образовании двух максимумов St_∞ во втором сечении при этом Re_L является переход ламинарного течения в турбулентное. Максимальные величины St_∞ в конце области перехода в обоих сечениях приблизительно равны их максимальным значениям в пиках теплоотдачи, индуцированных отрывом. Вне области перехода и турбулентного течения изменение числа Рейнольдса практически не влияет на распределение St_∞ .

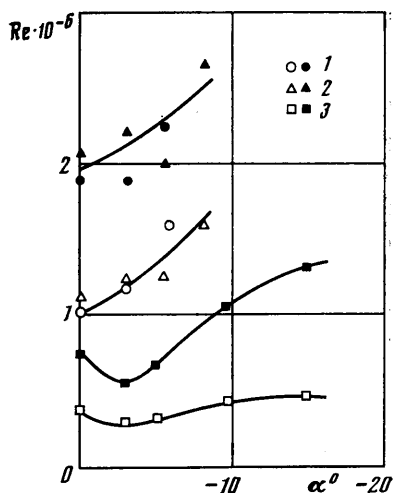
Продольные распределения St_∞ вдоль линии симметрии верхней поверхности крыла (светлые точки) и вдоль линий присоединения потока, оторвавшегося с передних кромок (темные точки), представлены на фиг. 3 для тех же условий обтекания, что и на фиг. 2 (точки 1–3). Точки 4 — экспериментальные данные, полученные при $\alpha=0$, $M_\infty=3$ и $Re_L=3,6 \cdot 10^6$. Для этих условий обтекания нанесена также расчетная зависимость 5 ламинарной теплоотдачи на пластине [9]. Число Re_r вычислено по параметрам набегающего потока и расстоянию r вдоль верхней поверхности крыла от его вершины до данной точки. На линии симметрии $r=x$. В области ламинарного течения на линии симметрии результаты для $\alpha=0$ и $-5,5^\circ$ совпадают, причем здесь $St_\infty \sim Re_r^{-0,65}$.

При нулевом угле атаки переход ламинарного течения в турбулентное на линии симметрии начинается при $Re_r=10^6$ и заканчивается при $Re_r=2 \cdot 10^6$. Увеличение угла атаки до $\alpha=-5,5^\circ$ приводит при том же значении Re_L к удалению области перехода от вершины крыла и уменьшению ее длины. С увеличением Re_L при этом угле атаки область перехода, как уже отмечалось выше, смещается к вершине крыла. При $Re_L=6,5 \cdot 10^6$ числа Рейнольдса начала Re_i и конца перехода Re_T равны $8,7 \cdot 10^5$ и $1,7 \cdot 10^6$. При этом точка начала перехода удалена от вершины крыла приблизительно на 33 мм, т. е. большая часть верхней поверхности крыла в окрестности линии симметрии занята в этом случае клиновидной областью переходного и турбулентного течений (см. фиг. 1). В области турбулентного течения величины St_∞ на линии симметрии и на линии присоединения практически одинаковы.

При $\alpha=-5,5^\circ$ и $Re_L=3,9 \cdot 10^6$ с увеличением M_∞ от 3 до 4 область перехода движется к вершине крыла (фиг. 4, точки 1, 2 — данные [1]). Далее с ростом M_∞ область перехода начинает удаляться от вершины, в связи с чем Re_i и Re_T (сплошная и штриховая кривые) быстро растут. При этом, по-видимому, изменяется на противоположное по сравнению с ва-



Фиг. 4



Фиг. 5

риантом $M_\infty=3$ влияние Re_L на числа Рейнольдса перехода, как это наблюдалось в [1] при $M_\infty=6$.

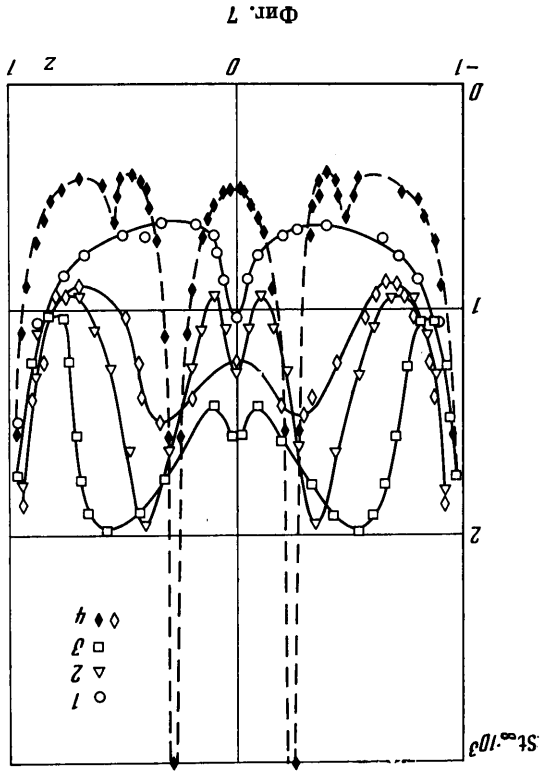
Как показано на фиг. 5 (данные 1, 2 — $M_\infty=3$, 4), увеличение угла атаки крыла приводит к росту чисел Re_i (светлые точки) и Re_T (темные точки) на его верхней поверхности.

При $\alpha=-10^\circ$ переход ламинарного течения в турбулентное здесь уже не наблюдается. Связано это с тем, что при таком угле атаки срывные зоны сближаются и линия симметрии становится линией растекания. Течение на линии растекания более устойчиво к переходу, чем плоскопараллельное, существующее в окрестности линии симметрии при меньших углах атаки.

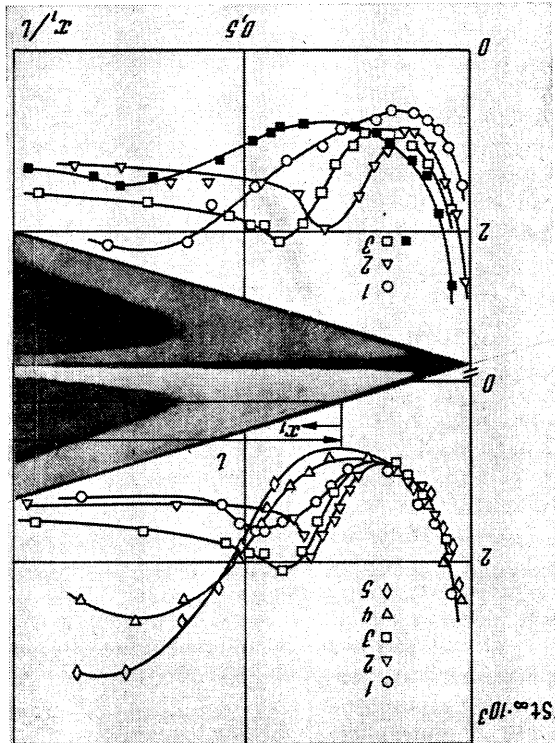
3. На нижней поверхности крыла угол атаки слабо влияет на положение начала перехода пограничного слоя (фиг. 5, точки 3 — $M_\infty=5$). Зависимость $Re_T(\alpha)$ имеет минимум при $\alpha \approx -3^\circ$, а с дальнейшим увеличением угла атаки начинает возрастать, как и на плоской нижней поверхности крыла [4, 6]. Числа Рейнольдса перехода вычислены в данном случае по параметрам набегающего потока и расстоянию x_1 от передней кромки крыла вдоль сечения длиной l , проходящего через вершину турбулентного клина параллельно плоскости симметрии. Оно показано на фотографии нижней поверхности крыла с термоиндикаторным покрытием, сделанной при $\alpha=-15^\circ$ (фиг. 6).

На фиг. 6 вверху приведены зависимости распределения St_∞ вдоль указанного сечения от угла атаки, полученные при $M_\infty=5$ и $Re_L=2,3 \cdot 10^6$. Точкам 1–5 соответствуют значения $\alpha=0; -3; -5,5; -9,5$ и -15° . Увеличение α практически не влияет на теплоотдачу в ламинарной области течения, но приводит к возрастанию максимальных чисел Стантона в конце перехода от $1,7 \cdot 10^{-3}$ при $\alpha=0$ до $3,2 \cdot 10^{-3}$ при $\alpha=-15^\circ$.

Модель крыла представляет собой пирамиду, грани нижней поверхности которой наклонены под углом 30° к верхней плоской поверхности в нормальном к передним кромкам сечении, что вызывает существенно более ранний переход пограничного слоя по сравнению с плоской нижней поверхностью крыла. Это показано на фиг. 6 внизу, где приведены распределения St_∞ в рассматриваемом сечении при $\alpha=-5,5^\circ$. Светлые точки 1–3 соответствуют пирамидальной нижней поверхности и числам $M_\infty=3, 4, 5$; $Re_L=3,2 \cdot 10^6, 3,1 \cdot 10^6$ и $2,2 \cdot 10^6$. Темные точки 3 относятся к плоской поверхности при $M_\infty=5, Re_L=1,8 \cdot 10^6$. Переход от плоской к пирамидальной нижней поверхности приводит к уменьшению координат



Фиг. 6



точек начала и конца перехода приблизительно в 2 раза и росту тепловых потоков в конце области перехода. Увеличение M_∞ при постоянном Re_L также приводит к смещению области перехода на нижней поверхности к передней кромке. Это хорошо видно по распределению теплоотдачи в нормальных к плоскости симметрии крыла сечениях, соответствующих $Re_x = 1,3 \cdot 10^6$, $\alpha = -5,5^\circ$ и $M_\infty = 3, 4, 5$ (фиг. 7, точки 1–3). Точки 4 получены при $M_\infty = 5$, светлые – на наветренной плоской поверхности крыла ($\alpha = -5,5^\circ$), темные – на плоской подветренной ($\alpha = -5,5^\circ$). Максимальные значения St_∞ в пиках теплоотдачи, вызванных отрывными течениями на подветренной поверхности, приблизительно в 2 раза превышают турбулентный уровень теплоотдачи на плоской наветренной поверхности крыла и в 1,5 – на пирамидальной.

Приведенные результаты показывают, что теплообмен на подветренной поверхности крыла, обусловленный отрывом и переходом, может вносить существенный вклад в его аэродинамическое нагревание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Whitehead Alen. H., Jr. Effect of Vortices on Delta Wing Lee-Side Heating at Mach 6 // AIAA Journal. 1970. V. 8. № 3. P. 599–600.
2. Rao D. M., Whitehead A. H., Jr. Lee-Side Vortices on Delta Wings at Hypersonic Speeds // AIAA Journal. 1972. V. 10. № 11. P. 1458–1465.
3. Давыдова Н. А., Зайцев Ю. И., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование аэродинамического нагревания верхней поверхности плоских треугольных крыльев при сверхзвуковых скоростях // Уч. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 5. С. 77–84.
4. Whitehead Alen. H., Jr., Keyes J. Wagne. Flow Phenomena and Separation over Delta Wings with Trailing-Edge Flaps at Mach 6 // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 12. P. 2380–2387.
5. 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.
6. 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 // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 1. С. 48–56.
7. Бражко В. Н., Косых А. П., Шкирин Н. Н. Исследование теплопередачи на клиньях со скошенной передней кромкой и изломом образующей // Уч. зап. ЦАГИ. 1984. Т. 15. № 4. С. 29–37.
8. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
9. Башкин В. А. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ламинарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ. 1964. Вып. 937. С. 12–78.

Москва

Поступила в редакцию
22.II.1988.