

УДК 532.526.3.013.4:533.6.011.5

© 1998 г. А.В. КАЗАКОВ

ВЛИЯНИЕ ПОДВОДА ЭНЕРГИИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В рамках линейной теории исследуется устойчивость пограничного слоя с объемным подводом тепла на линии растекания скользящего крыла при сверхзвуковых числах Маха внешнего невязкого потока. Представлены результаты численных расчетов устойчивости и нейтральные кривые для различных чисел Маха набегающего потока для течения на передней кромке скользящего крыла с углом стреловидности передней кромки $\chi = 60^\circ$. Изучено влияние объемного подвода энергии на характеристики устойчивости пограничного слоя на линии растекания при температуре поверхности, равной температуре внешнего невязкого потока. Показано, что объемный подвод тепла может при сверхзвуковых скоростях внешнего невязкого потока приводить к увеличению критического числа Рейнольдса и стабилизации возмущений, соответствующих большим волновым числам. При некоторых параметрах подвода энергии имеет место обратная ситуация, когда неустойчивые возмущения, соответствующие основной области неустойчивости, стабилизируются, но появляется новая область неустойчивости в области малых волновых чисел, имеющая значительно меньшее критическое число Рейнольдса.

При больших числах Рейнольдса пограничный слой на линии растекания стреловидного крыла может оказаться неустойчивым, что приведет к возникновению турбулентного режима течения непосредственно на передней кромке крыла [1–2]. Первые результаты, относящиеся к исследованиям устойчивости течения на линии растекания скользящего крыла в потоке несжимаемой жидкости, были получены в рамках линейной и слабонелинейной теории устойчивости [3, 4]. Недавно были проведены расчеты устойчивости ламинарного течения вязкого теплопроводного газа в пограничном слое на передней кромке скользящего крыла при дозвуковых скоростях внешнего невязкого потока [5, 6], а в работе [7] исследовано влияние температуры поверхности на устойчивость сверхзвукового ламинарного течения на линии растекания. В настоящей работе будет рассмотрено влияние объемного подвода тепла на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на передней кромке скользящего крыла.

1. Постановка задачи. Рассмотрим ламинарное течение вязкого теплопроводного газа на линии присоединения потенциального потока к поверхности скользящего крыла. Будем считать, что характерное число Рейнольдса $Re_\infty = \rho_\infty W_e l / \mu_\infty$, посчитанное по параметрам набегающего потока, хорде профиля l и составляющей вектора скорости вдоль передней кромки крыла $W_e = V_\infty \sin \chi$, велико, и пренебрежем вязкими эффектами везде, кроме узкой области пограничного слоя вблизи поверхности крыла. Будем использовать только безразмерные величины, для чего все линейные размеры отнесем к характерной длине l , плотность и коэффициент динамической вязкости – к своим значениям в набегающем потоке, компоненты вектора скорости – к скорости W_e на внешней границе пограничного слоя, направленной вдоль передней кромки крыла, давление – к величине удвоенного скоростного напора $\rho_\infty W_e^2$, энтальпию – к W_e^2 .

Полагая, что толщина пограничного слоя, образующегося на линии растекания на передней кромке крыла, мала по сравнению с радиусом кривизны поверхности крыла, будем считать поверхность крыла в малой окрестности линии растекания плоской и воспользуемся декартовой системой координат. Пусть оси X и Z лежат в плоскости крыла, причем ось Z направлена вдоль размаха крыла и совпадает с линией присоединения невязкого потенциального потока, а ось Y направлена перпендикулярно поверхности в сторону ее внешней нормали. Вязкая область течения на линии растекания имеет толщину порядка $\Delta = (\mu_e / \rho_e)^{1/2} (\text{Re}_\infty du_e / dx)^{-1/2}$ [3–6]. В этой области течения удобно ввести следующие переменные:

$$x = \Delta x_1, \quad y = \Delta y_1, \quad z = \Delta z_1, \quad t = \Delta t_1 \quad (1.1)$$

$$u = x_1 \left[\frac{U_0(y_1)}{R} + u_1(t_1, y_1, z_1) + \dots \right]; \quad v = \frac{V_0(y_1)}{R} + v_1(t_1, y_1, z_1) + \dots$$

$$w = W_0(y_1) + w_1(t_1, y_1, z_1) + \dots; \quad \rho = \rho_e [\rho_0(y_1) + \rho_1(t_1, y_1, z_1) + \dots]$$

$$\mu = \mu_e [\mu_0(y_1) + \mu_1(t_1, y_1, z_1) + \dots]; \quad h = H_0(y_1) + H_1(t_1, y_1, z_1) + \dots$$

$$p = P_e - \frac{\rho_e x_1^2}{2R^2} + p_e p_1(t_1, y_1, z_1) + \dots; \quad R = \left(\frac{\rho_e}{\mu_e} \text{Re}_\infty \right)^{1/2} \left(\frac{du_e}{dx} \right)^{-1/2} + \dots$$

Здесь величины с индексом 0 соответствуют основному невозмущенному вязкому течению в пограничном слое на линии растекания, а величины с индексом 1 представляют собой малые возмущения соответствующих функций течения. Величины R – число Рейнольдса, построенное по параметрам потока на внешней границе вязкой области течения и ее характерной толщине Δ . Основное невозмущенное течение в пограничном слое на линии растекания описывается системой уравнений (см. [5–7]), которая получается в результате подстановки разложений (1.1) в систему уравнений Навье – Стокса и отбрасывания членов порядка (R^{-2})

$$\rho_0 U_0 + \frac{\partial \rho_0 V_0}{\partial y_1} = 0 \quad (1.2)$$

$$\rho_0 \left(U_0^2 + V_0 \frac{\partial U_0}{\partial y_1} \right) = 1 + \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\mu_0 \frac{\partial U_0}{\partial y_1} \right)$$

$$\rho_0 V_0 \frac{\partial H_0}{\partial y_1} = \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\frac{\mu_0}{\sigma} \frac{\partial H_0}{\partial y_1} \right) + \mu_0 \left(\frac{\partial W_0}{\partial y_1} \right)^2 + Q_0$$

В отличие от [5, 6] в уравнение энергии для невозмущенного течения входит источниковый член, моделирующий подвод тепловой энергии к пограничному слою. Для получения граничных условий на внешней границе пограничного слоя функции невозмущенного течения сращиваются с соответствующими функциями в невязком потоке, а на поверхности тела задаются температура поверхности и условия прилипания и непротекания для соответствующих компонент скоростей [5, 8]. Решение нелинейной системы для основного невозмущенного ламинарного течения находилось методом конечных разностей [5–7, 9] на интервале $0 \leq y_1 \leq y_e$. Полученные распределения параметров основного течения использовались затем при расчете характеристик устойчивости ламинарного течения. Система уравнений для малых возмущений основного течения, как и в [5–8], была получена путем подстановки разложений (1.1) в систему уравнений Навье – Стокса при отбрасывании величин порядка (R^{-2}) и членов уравнений, в которые входят произведения бесконечно малых величин. Решение

системы для возмущенного течения будем искать в виде волн, распространяющихся вдоль передней кромки крыла в направлении оси Z

$$\{u_1, v_1, w_1, \rho_1, H_1, p_1\} = \{\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4, \Psi_5, \Psi_6\} \exp[i(\alpha z_1 - \omega t_1)]$$

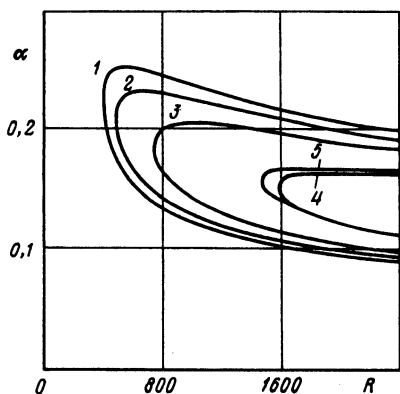
Для комплексных значений амплитуд возмущенных функций течения $\Psi_i (i = 1-6)$, зависящих только от координаты y_1 (плоскопараллельное приближение) и представляющих собой амплитуды трех компонент скорости, плотности, энтальпии и давления соответственно, получается система обыкновенных дифференциальных уравнений с нулевыми граничными условиями. Система уравнений для возмущений представляет собой задачу на собственные значения и приведена полностью в [5, 7]. Во временной постановке задача сводится к отысканию комплексных значений частоты $\omega = \omega_r + i\omega_i$, при которых для заданных значений параметров R и α существует нетривиальное решение системы уравнений для возмущенных функций течения [5-9]. Действительная часть ω_r представляет собой частоту искомого возмущения, а мнимая часть ω_i дает нарастание ($\omega_i > 0$) или затухание ($\omega_i < 0$) возмущения во времени.

Для поиска собственных значений полученной системы уравнений удобно свести область интегрирования к единичному интервалу $\eta \in [0, 1]$, используя преобразование $\eta = G_e y_1 / (y_1 + L)$ [5, 9]. Область интегрирования разбивалась на N равных интервалов, а производные заменялись соответствующими конечно-разностными аналогами второго порядка точности. В результате совместно с граничными условиями на поверхности и внешней границе вязкой области получается система из $5N$ алгебраических уравнений относительно $5N$ неизвестных, которую представим в матричном виде $A\Psi = \omega B\Psi$. Здесь ω – собственное значение системы, Ψ – соответствующее конечно-разностное представление собственной функции. Для определения собственных значений приведенного матричного уравнения использовался модифицированный метод, описанный в [5-6, 9].

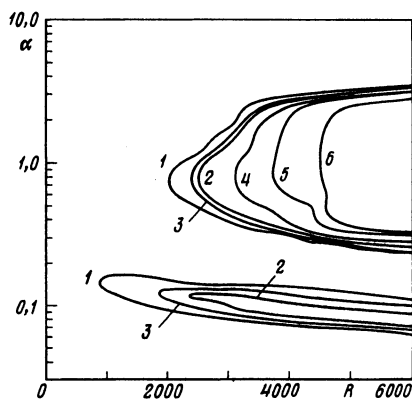
2. Результаты расчетов. Для исследования влияния объемного подвода энергии были проведены расчеты устойчивости пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла при различных числах Маха внешнего потока $0,8 \leq M_\infty \leq 3,0$ и интенсивностях объемного подвода энергии в пограничный слой. В расчетах температура поверхности принималась равной температуре газа на внешней границе пограничного слоя на линии растекания $T_w = T_e$, а угол стреловидности передней кромки крыла задавался равным $\chi = 60^\circ$. Источниковый член, моделирующий объемный подвод энергии в поток, в уравнении энергии для основного невозмущенного течения задавался в виде $Q_0 = Q_1 y_1 \exp(-Ay_1)$.

Параметры Q_1 и A задают интенсивность и положение максимума подвода энергии в пограничном слое, а суммарная подводимая энергия в поток в этом случае пропорциональна величине Q_1/A^2 . Основное внимание в данной работе будет уделено исследованию устойчивости сверхзвуковых течений в пограничном слое на передней кромке стреловидного крыла. Однако для сравнительного анализа влияния объемного подвода энергии при различных числах Маха внешнего невязкого потока и описания отличительных особенностей, присущих исключительно сверхзвуковым течениям в пограничном слое, приведем вначале результаты, полученные при дозвуковых скоростях внешнего потока [6, 8], и затем более детально обсудим результаты, полученные при двух различных сверхзвуковых числах Маха $M_\infty = 1,2; 2,5$. Устойчивость течения на линии растекания скользящего крыла при сверхзвуковых скоростях без объемного подвода энергии в поток рассматривалась в [6-7]. На фиг. 1 показаны нейтральные кривые для дозвукового числа Маха $M_\infty = V_\infty/a_\infty = 0,8$ ($\chi = 60^\circ$; $M_e = W_e/a_e = 0,68$) и постоянной температуре поверхности $T_w = T_e = 1,03$. Возрастание порядкового номера нейтральных соответствует увеличению суммарной энергии подведенной в поток.

Объемный подвод энергии при дозвуковой скорости невязкого потока стабилизирует пограничный слой на линии растекания, приводя к росту критического числа Рейнольдс-



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Нейтральные кривые 1–5 для $M_e = 0,68$; $T_w = T_e = 1,03$ без подвода тепла ($Q_v = 0$) и с подводом энергии в поток с параметрами $(Q_v, A) = (0,25; 1)$; $(0,25; 0,5)$; $(0,5; 0,5)$; $(0,25; 0,25)$ соответственно

Фиг. 2. Нейтральные кривые 1–6 для $M_e = 1,003$; $T_w = T_e = 1,07$ без подвода тепла ($Q_v = 0$) и с подводом энергии для параметров $(Q_v, A) = (0,125, 0,5)$; $(0,02, 0,1)$; $(0,125, 0,25)$; $(0,5, 0,5)$; $(2,1)$ соответственно

са потери устойчивости и одновременному уменьшению диапазона волновых чисел, соответствующих неустойчивым возмущениям при фиксированном числе Рейнольдса. Увеличение полной энергии, подводимой в поток, и выбор более оптимального распределения источников энергии поперек пограничного слоя могут, как показывают расчеты, приводить к значительному (в 2–4 раза) увеличению критического числа Рейнольдса R_* . Число Рейнольдса потери устойчивости без подвода энергии в поток $R_* \cong 420$, в то же время при подводе энергии с параметрами $Q_v = 0,5$, $A = 0,5$ течение теряет устойчивость только при $R_* \cong 1600$ (см. нейтральную кривую 4).

Однако при $Q_v = 0,25$, $A = 0,25$, когда суммарная энергия, подводимая в поток, оказывается в 2 раза больше, чем при $Q_v = 0,5$, $A = 0,5$, критическое число Рейнольдса несколько уменьшается: $R_* \cong 1500$ (фиг. 1, кривая 5). Это свидетельствует о том, что более эффективным с точки зрения повышения устойчивости и увеличения критического числа Рейнольдса оказывается подвод тепла вблизи критического слоя и стенки. Положительный эффект в этом случае больше, чем при равномерном распределении всей подводимой энергии поперек пограничного слоя, когда большая часть энергии выделяется во внешней области, где скорость и температура газа практически не отличаются от своих значений во внешнем невязком потоке.

При одинаковой величине параметра интенсивности подвода энергии $Q_v = \text{const}$ стабилизирующий эффект подвода энергии при дозвуковых числах Маха внешнего невязкого потока возрастет одновременно с увеличением параметра A , когда осуществляется более интенсивный нагрев газа вблизи стенки и критического слоя.

Обратимся к результатам расчетов устойчивости течения на линии растекания при сверхзвуковых скоростях $M_e = W_e/a_e \geq 1,0$. Рассмотрим влияние объемного подвода энергии на устойчивость пограничного слоя на линии растекания при небольшой сверхзвуковой скорости. На фиг. 2 представлены кривые нейтральной устойчивости для $M_\infty = V_\infty/a_\infty = 1,2$ ($\chi = 60^\circ$; $M_e = W_e/a_e = 1,003$) при постоянной температуре поверхности $T_w = T_e = 1,07$ и различных распределениях и интенсивностях объемного подвода энергии в поток.

При сверхзвуковых числах Маха на внешней границе пограничного слоя в плоскости (α, R) могут возникать две (или более) независимые области неустойчивости, ограниченные нейтральными кривыми (кривая 1) и соответствующие различным

диапазонам волновых чисел [8]. Области неустойчивых возмущений отделены друг от друга областью волновых чисел, для которых течение устойчиво. При больших числах Рейнольдса эти две отдельные области неустойчивости могут сливаться в одну более широкую область неустойчивости. В диапазоне умеренных чисел Рейнольдса $R < 7000$ одна из областей неустойчивости располагается в области малых волновых чисел $\alpha \approx 0,15-0,3$, а вторая, более широкая область неустойчивости, которую можно считать основной, соответствует диапазону $\alpha \approx 0,5-3,5$. Критическое число Рейнольдса R_* , соответствующее этой более широкой области неустойчивости, оказывается, как показывают расчеты, для небольших чисел Маха почти в 2 раза больше, чем критическое число Рейнольдса, соответствующее области с малыми значениями волнового числа.

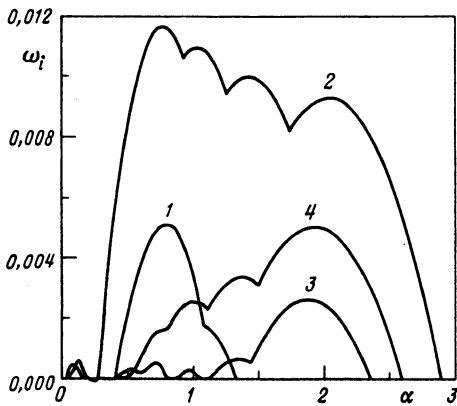
Объемный подвод энергии, как и в случае дозвуковых скоростей, вызывает рост чисел Рейнольдса потери устойчивости соответствующих верхней и нижней (малые значения α) областей неустойчивости, что позволяет говорить о повышении устойчивости ламинарного течения на линии растекания скользящего крыла.

Сравнение нейтральных кривых 2 и 3 показывает, что увеличение суммарной подводимой энергии в пограничный слой может и не привести к повышению устойчивости течения на линии растекания, так как нейтральная кривая 3 соответствует течению с подводом в поток в 4 раза большей энергии, чем кривая 2. Таким образом, влияние объемного подвода энергии определяется не только полной энергией, но и существенно зависит от распределения подводимого тепла поперек пограничного слоя. Нейтральные кривые 3–6 на фиг. 2 соответствуют одинаковой суммарной энергии, но различным распределениям источников тепла внутри пограничного слоя. Нейтральная кривая 3 соответствует почти равномерному распределению источников энергии поперек пограничного слоя, а кривая 6 получена для случая, когда нагрев осуществляется лишь в окрестности критического слоя и поверхности тела. Нейтральные кривые 4 и 5 соответствуют промежуточным распределениям источников энергии. Локализация источников тепла вблизи поверхности тела, обеспечивая соответственно и большее повышение температуры газа у поверхности тела, приводит к более значительному увеличению критического числа Рейнольдса и является наиболее эффективным способом повышения устойчивости течения на линии растекания скользящего крыла.

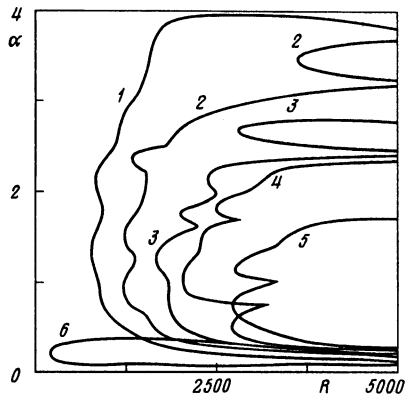
Действительно, в случае интенсивного подвода энергии в поток с параметрами $(Q_v, A) = (0,125, 0,25); (0,5, 0,5), (2, 1)$ узкая область неустойчивости, соответствующая малым волновым числам, исчезает, а нейтральная кривая, ограничивающая основную, более широкую область неустойчивости в диапазоне волновых чисел $\alpha \approx 0,5-3,5$, смещается в сторону все больших чисел Рейнольдса по мере локализации подвода энергии вблизи поверхности (нейтральные кривые 4–6). Критическое число Рейнольдса в случае подвода энергии с параметрами $(Q_v = 2, A = 1)$ $R_* = 4600$ более чем в 2 раза превосходит критическое число Рейнольдса, характерное для основной области неустойчивости без подвода энергии $R_* = 2000$ и почти в 4,5 раза больше числа Рейнольдса потери устойчивости, соответствующего узкой области неустойчивости без подвода энергии.

Расчеты устойчивости течения на линии растекания с большей величиной суммарной энергии подводимой в поток $(Q_v = 0,25, A = 0,25)$, показывают, что увеличение суммарной энергии в этом случае не приводит к желаемому увеличению критического числа Рейнольдса, которое оказывается даже несколько меньше, чем при $(Q_v = 2, A = 1)$. Более эффективное с точки зрения увеличения критического числа Рейнольдса распределение подводимой в поток энергии оказывается и лучшим с точки зрения уменьшения скоростей нарастания неустойчивых возмущений. В качестве иллюстрации на фиг. 3 приведены зависимости скоростей нарастания возмущений ω ; от волнового числа α для числа Рейнольдса $R = 5150$.

Локализованный вблизи поверхности подвод тепла оказался более эффективным и в смысле уменьшения скоростей нарастания возмущений. Максимальная величина



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимость скорости нарастания возмущений от волнового числа без подвода энергии ($Q_v = 0$) для чисел Рейнольдса $R = 2500$ и 5100 (кривые 1, 2) и с подводом энергии с $(Q_v, A) = (2; 1); (0,25; 0,25)$ при $R = 5100$ (кривые 3, 4)

Фиг. 4. Нейтральные кривые 1–6 для $M_e = 1,884$; $T_w = T_e = 1,33$ без подвода тепла ($Q_v = 0$) и с подводом энергии для параметров $(Q_v, A) = (0,04, 0,2); (1,1); (0,125, 0,25); (2,1), (0,2, 0,25)$ соответственно

скорости нарастания возмущений при ($Q_v = 2, A = 1$) оказывается почти в 5 раз меньше, чем без подвода тепловой энергии в поток. Для сравнения на фиг. 3 показана также зависимость скорости нарастания малых возмущений (кривая 1) без подвода энергии при $R = 2550$, т.е. в самом начале узкой области неустойчивости. Результаты расчетов показывают, что объемный подвод энергии в поток приводит к значительному уменьшению скоростей нарастания возмущений и, как следствие, увеличению зоны ламинарного течения, в которой происходит нарастание возмущений.

На фиг. 4 приведены нейтральные кривые для числа Маха $M_\infty = V_\infty/a_\infty = 2,5$ ($\chi = 60^\circ$; $M_e = W_e/a_e = 1,884$) и постоянной температуры поверхности $T_w = T_e = 1,33$. При $Q_v = 0$ узкой области неустойчивости, соответствующей малым волновым числам, не возникает.

Область неустойчивости, реализующаяся при умеренных числах Рейнольдса, соответствует $\alpha = 0,3-4,2$, а критическое $R_* = 1060$. Подвод тепла приводит к перестройке кривых нейтральной устойчивости и увеличению числа R_* , а также к изменению поведения возмущений, соответствующих большим волновым числам и лежащим вблизи верхней ветви кривой нейтральной устойчивости. Наиболее чувствительной к подводу энергии оказывается верхняя ветвь кривой нейтральной устойчивости. Объемный подвод энергии с параметрами $(Q_v = 0,04, A = 0,2)$ приводит лишь к небольшому росту критического числа Рейнольдса и стабилизации возмущений, соответствующих большим волновым числам $\alpha = 3,0-4,0$ (кривая 2). Расчеты устойчивости при $(Q_v = 1, A = 1)$ показывают, что при той же суммарной энергии подвод тепла вблизи поверхности (фиг. 4, кривая 3) приводит к возрастанию числа R_* по сравнению с $(Q_v = 0,04, A = 0,2)$ и стабилизации возмущений, соответствующих волновым числам $\alpha > 2,3$. Отметим, что в области больших волновых чисел для параметров подвода тепла $(Q_v = 0,04, A = 0,2)$ и $(Q_v = 1, A = 1)$ область неустойчивых возмущений разбивается на две части, которые в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса оказываются отделенными друг от друга узкой зоной устойчивых волновых чисел.

Увеличение суммарной подводимой в поток энергии в 2 раза приводит (см. нейтральные кривые 4–5) к возрастанию критического числа Рейнольдса в 2–2,5 раза по

сравнению с течением без подвода энергии: $Q_v = 0$. Подвод тепла вблизи стенки оказывается и в этом случае более эффективным в смысле увеличения устойчивости течения на линии растекания скользящего крыла, приводя к более значительному возрастанию R_* . Подвод тепла при $A < 0,25$, когда источники энергии распределены поперек пограничного слоя более равномерно и газ вблизи внешней границы вязкой области течения также нагревается, может приводить к обратному эффекту, т.е. вызывать дестабилизацию течения и значительное уменьшение R_* . Как показывают расчеты, возмущения с большими волновыми числами оказываются устойчивыми и, наоборот, возмущения с малыми α дестабилизируются, приводя к значительному уменьшению критического числа Рейнольдса. Так, при подводе тепла с параметрами ($Q_v = 0,2$, $A = 0,25$) число R_* почти в 3 раза меньше, чем для пограничного слоя без подвода тепла, а область неустойчивости соответствует волновым числам $\alpha = 0,2-0,4$. В этом случае (кривая б) течение на линии растекания теряет устойчивость значительно раньше, чем без подвода тепла, что для автомоделного течения на линии растекания стреловидного крыла бесконечного удлинения может соответствовать более раннему переходу к турбулентному режиму течения в пограничном слое.

Таким образом, увеличение параметра A при постоянном значении Q_v приводит к уменьшению суммарного количества энергии, подводимой в поток, и соответствует более оптимальному распределению энергии в пограничном слое.

Заключение. При сверхзвуковых числах Маха на внешней границе пограничного слоя $1,2 \leq M_\infty \leq 2,5$ на линии растекания скользящего крыла может появляться одна или несколько областей неустойчивости, соответствующих большим значениям волнового числа $\alpha = 2-4$, которые могут сливаться в одну область неустойчивости при больших числах Рейнольдса. Возрастание числа Маха приводит к увеличению диапазона неустойчивых возмущений и росту критического числа Рейнольдса потери устойчивости. Подвод тепла в пограничный слой на линии растекания скользящего крыла приводит к увеличению критического числа Рейнольдса и стабилизации возмущений, соответствующих большим волновым числам, уменьшению диапазона неустойчивых волновых чисел.

Однако при большой величине суммарной энергии, подводимой в поток, и уменьшении параметра A , характеризующего переход к все более равномерным распределениям источников поперек пограничного слоя, может возникать ситуация, когда возмущения, соответствующие основной области неустойчивости, стабилизируются, но одновременно с этим возникает новая область неустойчивости, имеющая значительно меньшее критическое число Рейнольдса и соответствующая малым значениям волновых чисел. В этой ситуации переход будет происходить значительно раньше, чем без подвода энергии в поток. Однако выбор оптимального распределения источников тепла в пограничном слое позволяет избежать ранней дестабилизации течения и получить более протяженные участки ламинарного течения, что показывает принципиальную возможность стабилизации течения на линии растекания скользящего крыла с помощью объемного подвода энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра в рамках проекта № 199.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Poll D.I.A.* Transition in infinite swept attachment line boundary layer // *Aeron. Quart.* 1979. V. 30. № 4. P. 607–629.
2. *Poll D.I.A.* Development of intermitten turbulence on a swept attachment line including the effects of compressibility // *Aeron. Quart.* 1983. V. 34. № 1. P. 1–23.
3. *Hall P., Malik M.R., Poll D.I.A.* On the stability of infinite swept attachment line boundary layer // *Proc. Roy. Soc. London.* 1984. V. A. 395. № 1809. P. 229–245.

4. *Hall P., Malik M.R.* On the instability of a three-dimensional attachment line boundary layer: weakly nonlinear theory and a numerical approach // *J. Fluid Mech.* 1986. V. 163. P. 257–282.
5. *Казаков А.В.* Влияние температуры поверхности на устойчивость пограничного слоя на линии присоединения скользящего крыла // *Изв. РАН МЖГ.* 1990. № 6. С. 78–82.
6. *Kazakov A.V.* Influence surface heating on the stability of the swept attachment line boundary layer // *IUTAM Sympos. on Nonlinear Instability and Transition in 3D Boundary Layers.* Manchester, UK, 1995. P. 34–35.
7. *Казаков А.В.* Влияние температуры поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла // *РАН МЖГ.* 1997. № 6. С. 43–49.
8. *Kazakov A.V.* Stability of the supersonic swept attachment line boundary layer with surface heating and volume energy supply // *Abstr. 19th Intern. Congr. Theoret. and Appl. Mechan.* Kyoto, Japan, 1996. P. 538.
9. *Malik M.R., Orszag S.A.* Efficient computation of the stability of three-dimensional compressible boundary layers // *AIAA Paper.* 1981. № 1227. 13 p.

Москва

Поступила в редакцию
26.XII.1996