

УДК 532.526.3

© 1995 г. А. В. КАЗАКОВ, М. Н. КОГАН, В. А. КУПАРЕВ

ОПТИМИЗАЦИЯ ЗАТЯГИВАНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА С ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА ПОВЕРХНОСТИ

Исследованы устойчивость и положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое при нагреве участка поверхности вблизи передней кромки обтекаемого тела. Положение перехода определялось по линейной теории устойчивости плоскопараллельных течений и e^N -методу. Показано, что нагрев небольшого участка вблизи передней кромки до температур, в 2—4 раза превышающих температуру набегающего потока, приводит к затягиванию перехода даже на теплоизолированной поверхности. На поверхности с высокой излучающей способностью экономия энергии за счет уменьшения трения может в 3 раза превосходить энергию, затрачиваемую на нагрев поверхности. Показана возможность увеличения подъемной силы профиля при сохранении положения точки перехода или затягивания перехода при фиксированной подъемной силе за счет варьирования распределения давления и нагрева поверхности.

Ламинаризация течения остается одним из резервов уменьшения сопротивления трения, а следовательно, и увеличения эффективности летательных аппаратов. Одним из нетрадиционных способов управления ламинарно-турбулентным переходом, который был предложен в [1—4] и изучался в [5—8], является нагрев участка поверхности обтекаемого тела.

В [1—4] установлено, что нагрев части поверхности тела вблизи передней кромки позволяет значительно увеличить протяженность ламинарного участка пограничного слоя. Этот факт подтвержден экспериментально в [4, 5]. В [6, 7] показано, что ламинаризацию течения в пограничном слое можно осуществить на теплоизолированной поверхности с помощью объемного подвода тепла к газу в пограничном слое. Объемный нагрев пограничного слоя фактически приводит к уменьшению эффективного числа Рейнольдса. Однако энергия, необходимая для сдвига точки перехода, при объемном подводе тепла больше, чем при нагреве и последующем охлаждении поверхности.

В [5, 14] метод ламинаризации нагревом исследовался численно применительно к течениям с ненулевым градиентом давления. В [14] рассмотрено обтекание тонкого эллиптического профиля с нагретым носком, в [5] — течение в авто-модельном пограничном слое на равномерно нагретой поверхности при слабом отрицательном градиенте давления. В [5] задавались модельные распределения давления.

В настоящей работе найдены распределения температуры поверхности, получаемые за счет интенсивного нагрева малого участка поверхности вблизи передней кромки и приводящие к значительному затягиванию перехода на теплоизолированной поверхности, получена расчетная оценка соответствующего увеличения длины ламинарного участка пограничного слоя за счет излучения поверхности. Проведен анализ возможностей применения нагрева для улучшения характеристик летательных аппаратов, где нагрев рассматривается в сочетании с естественной ламинаризацией путем подбора соответствующих распределений давления.

1. Постановка задачи и численный метод. Рассматривается дозвуковое обтекание профиля длиной l при больших значениях характерного числа Рейнольдса

$Re_\infty = \rho_\infty u_\infty l / \mu_\infty$, где ρ_∞ , u_∞ , μ_∞ — плотность, скорость и коэффициент динамической вязкости набегающего потока. Пограничный слой описывается уравнениями Прандтля для сжимаемого теплопроводного газа. Краевые условия на внешней границе пограничного слоя определяются из срачивания соответствующих функций течения с внешним невязким потоком. На поверхности задаются условия непротекания и прилипания, а также температура поверхности или условие теплоизолированности с учетом излучательной способности. Расчет внешнего обтекания профиля потоком сжимаемого невязкого газа осуществлялся на основе численного интегрирования полного уравнения потенциала по методике, изложенной в [9]. Решение уравнений пограничного слоя проводилось методом [10]. Полученное поле течения в пограничном слое использовалось для расчета устойчивости и положения ламинарно-турбулентного перехода. Ввиду того что существует несколько методов расчета положения перехода в трехмерном пограничном слое, дающих несколько различные результаты, опишем последний алгоритм более подробно.

Расчет устойчивости ламинарного пограничного слоя основан на решении уравнений линейной теории устойчивости. Компоненты скорости, давления и температура представляются в виде суммы локально-параллельного стационарного течения в пограничном слое и бесконечно малых добавок в виде фурье-гармоник

$$f(x, y, z, t) = f_0(y) + f_1(y) \exp\{i(\alpha x + \beta z - \omega t)\} \quad (1.1)$$

Здесь f — возмущенное движение, f_0 — основное течение в пограничном слое, f_1 — комплексная амплитуда возмущения, t — время, ω — комплексная круговая частота, α и β — действительные компоненты волнового вектора в направлении осей x , z . Здесь и далее используется ортогональная декартова система координат x , y , z с осями x , z , лежащими на обтекаемой поверхности.

Подстановка (1.1) в линеаризованные уравнения Навье — Стокса для трехмерного нестационарного течения сжимаемой жидкости и наложение условий затухания возмущений при $y=0$ (на поверхности) и $y \rightarrow \infty$ приводит к задаче на собственные значения системы линейных обыкновенных дифференциальных уравнений 8-го порядка. При небольших числах Маха решение этой системы мало отличается от решения упрощенной системы дифференциальных уравнений 6-го порядка, в которой отброшены члены, связанные с вертикальной завихренностью потока. В расчетах использовалась система 6-го порядка. Задача на собственные значения решалась конечно-разностным матричным методом [13]. Там же приведены коэффициенты использованной системы дифференциальных уравнений.

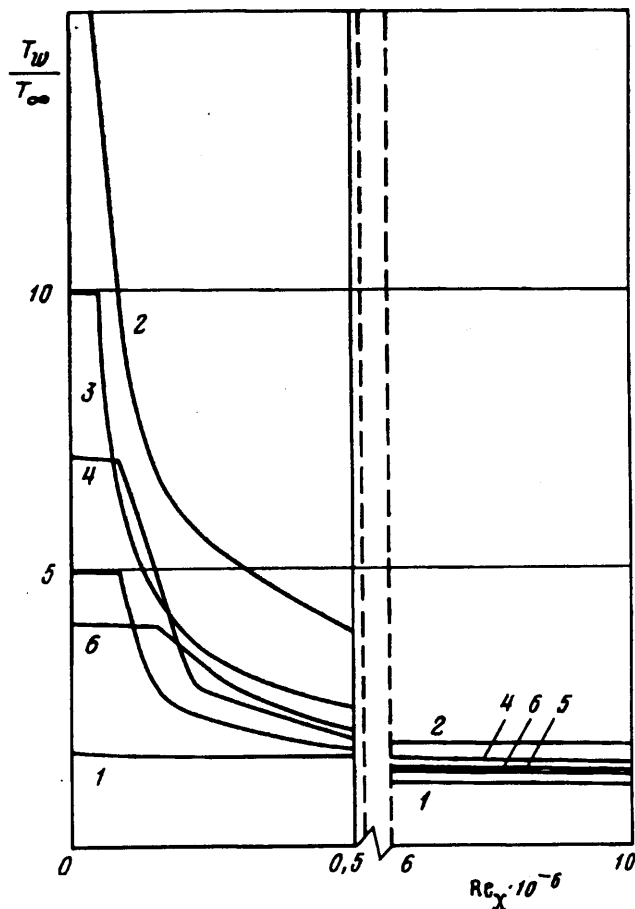
Полученные зависимости $\omega(\alpha, \beta)$ использовались для расчета положения перехода по e^N -методу. Показатель нарастания возмущений N_F заданной безразмерной частоты $F = \omega_r v_\infty / u_\infty^2$ (ω_r — действительная часть ω , v_∞ , u_∞ — кинематическая вязкость и скорость набегающего потока) вычислялся по формуле

$$N_F = \ln \frac{A}{A_0} = \int_{s_0}^s \sigma ds$$

Здесь A , A_0 — амплитуды возмущений соответственно в точках s , s_0 ; s_0 — точка потери устойчивости пограничного слоя относительно возмущения частоты F ; σ — инкремент пространственного нарастания возмущения; ds задает направление распространения возмущения вдоль обтекаемой поверхности. Инкремент пространственного нарастания σ вычисляется с помощью преобразования Гастера

$$\sigma = \frac{\omega_i}{|V_g|^2} V_g, \quad V_g = \left(\frac{d\omega_r}{d\alpha}, \frac{d\omega_r}{d\beta} \right)$$

где ω_i — инкремент нарастания возмущения во времени, V_g — групповая скорость



Фиг. 1

возмущения. Положение перехода фиксировалось в точке, в которой показатель нарастания N_F какой-либо частоты F достигал заданного критического значения N^* .

Для замыкания сформулированной задачи использовался метод огибающей [14]. Направление σ определялось как направление максимального инкремента нарастания возмущений $\max |\sigma|$ для заданной частоты F . Интегрирование проводилось в направлении групповой скорости. С целью уменьшения необходимого объема вычислений использовалась квадратичная аппроксимация функции $\omega_i(\alpha, \beta)$ и линейная аппроксимация функции $\omega_r(\alpha, \beta)$, что не приводило к большим погрешностям в показателях нарастания N_F [11].

2. Оптимизация распределения температуры на плоской пластине. Наибольшая протяженность ламинарного участка, полученная в [1—4] для числа $M_\infty = 0,8$, соответствовала распределению температуры с длиной участка нагрева $d = 0,1l$ ($Re_d = 10^6$) при температуре $T_w = 1,6T_\infty$ и $1,1T_\infty$ за участком нагрева (фиг. 1, кривая 1). Число Рейнольдса перехода в этом случае (случай 1) $Re_c = 10^7$. Для теплоизолированной поверхности пластины без нагрева ($T_w = 1,1T_\infty$) соответственно $Re_c = 6 \cdot 10^6$. Отметим, что при достаточно длинном участке нагрева отказ от охлаждения поверхности ниже по течению от нагреваемого участка приводит к обратному эффекту, а именно число Re_c уменьшается до значения $5,6 \cdot 10^6$. Таким образом, отказ от охлаждения за достаточно протяженной областью нагрева может приводить даже к уменьшению длины ламинарного участка

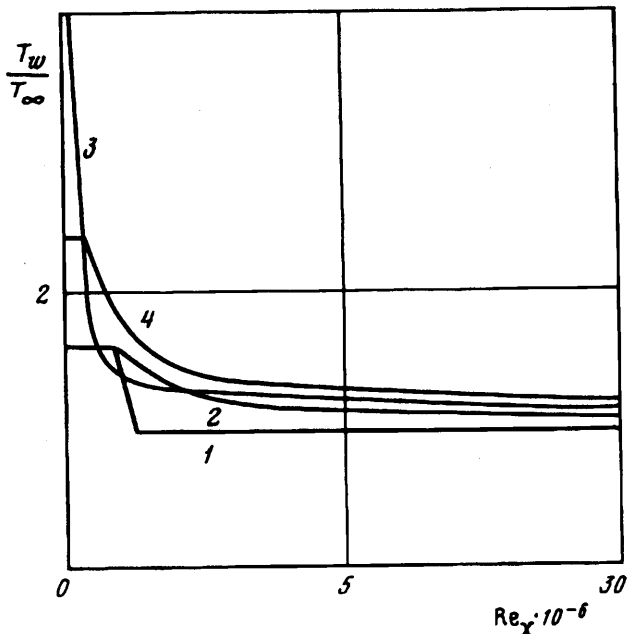
пограничного слоя по сравнению с его протяженностью на полностью теплоизолированной поверхности. Проведены расчеты для случаев, когда подвод энергии к газу осуществлялся за счет интенсивного нагрева очень коротких участков поверхности, в то время как остальная часть поверхности предполагалась теплоизолированной. Распределения температуры поверхности пластины, полученные в результате этих расчетов, приведены на фиг. 1. Кривая 2 соответствует нагреву до температуры $T_w = 15T_\infty$ участка поверхности протяженностью $Re_d = 5 \cdot 10^4$ (случай 2), а кривая 3 — температуре $T_w = 10T_\infty$ и длине участка $Re_d = 8 \cdot 10^4$. За участками нагрева в обоих случаях поверхность пластины предполагалась теплоизолированной.

Расчеты устойчивости ламинарного пограничного слоя и положения линии ламинарно-турбулентного перехода показали, что в случае 2 ($Re_\infty = 10^7$) максимальное значение коэффициента усиления возмущения $N_{max} = 7,4$ и, следовательно, переход к турбулентному режиму течения в пограничном слое на пластине вообще не происходит. (Предполагалось, что точка перехода соответствует максимальному усилению возмущений $N_{max} = 8$.) В случае 3 число Рейнольдса перехода соответствовало $Re_t = 9,8 \cdot 10^6$.

Таким образом, с помощью интенсивного нагрева небольших участков поверхности пластины вблизи передней кромки (длина нагреваемых участков составляла около 1% длины пластины) можно получить достаточно протяженные участки ламинарного течения. Однако столь высокие температуры нагреваемых участков поверхности трудно реализовать на практике. Поэтому были проведены расчеты устойчивости течения для меньших значений температуры участков нагрева при условии теплоизолированности поверхности пластины за этими участками. Результаты расчетов для случаев 4—6 приведены на фиг. 1, где точками отмечены положения линий ламинарно-турбулентного перехода. Кривые 4—6 соответствуют температурам в области нагрева $7T_\infty$, $5T_\infty$ и $4T_\infty$ и числам Рейнольдса по длине участка нагрева $8 \cdot 10^4$, $15 \cdot 10^4$, $24 \cdot 10^4$. Тепловой поток через стенку на участке нагрева q , отнесенный к $\rho_\infty u_\infty^3$, в этих трех случаях составил соответственно $5,2 \cdot 10^{-4}$, $3,5 \cdot 10^{-4}$, $4 \cdot 10^{-4}$, а числа Рейнольдса перехода $9,8 \cdot 10^6$, $8,2 \cdot 10^6$ и $9,3 \cdot 10^6$. Отметим, что в случае 1 величина подведенной в поток энергии $2,6 \cdot 10^{-4}$, а число $Re_t = 10^7$ [1—4].

Следовательно, смещение точки перехода вниз по потоку зависит как от суммарной энергии, подведенной к газу, так и от интенсивности охлаждения поверхности за участком нагрева. При активном охлаждении отрицательный градиент температуры на стенке оказывает стабилизирующее воздействие на пограничный слой. На теплоизолированной поверхности этот эффект отсутствует, но при интенсивном нагреве величина температуры в пограничном слое в окрестности критических слоев значительно повышается, что приводит к уменьшению эффективного числа Рейнольдса (вязкость растет, а плотность уменьшается) и, следовательно, стабилизации пограничного слоя. Этот же эффект работает и при ламинаризации течения с помощью объемного подвода энергии в поток в случае теплоизолированной поверхности [6, 7].

Профили скорости и температуры в пограничном слое в сечении $Re_x = 4 \cdot 10^6$, расположенном ниже по потоку от участка нагрева, существенно отличаются от профилей в случае отсутствия нагрева. В случае 1 температура поперек пограничного слоя в указанном сечении практически не отличалась от температуры в отсутствие нагрева. Профили же скорости и температуры для случая 4 в сечении $Re_x = 4 \cdot 10^6$ уже значительно отличаются от соответствующих профилей при отсутствии нагрева. Температура газа в пограничном слое (в случае 4 для $T_w = 7T_\infty$) в указанном сечении практически до координаты, соответствующей $u = 0,85$, на 40% выше температуры набегающего потока T_∞ , а профиль скорости оказывается более наполненным. Градиент скорости на стенке оказы-



Фиг. 2

вается также больше в случае нагрева. Оба эти факта приводят к значительному повышению устойчивости ламинарного течения в пограничном слое.

Распределения температуры поперек пограничного слоя при интенсивном нагреве поверхности вблизи передней кромки аналогичны распределениям температуры поперек пограничного слоя, которые реализуются при объемном подводе энергии в поток. Естественно, что при создании даже небольшого теплового потока, направленного от газа в пограничном слое к поверхности, можно повысить устойчивость течения и при этом уменьшить температуру нагреваемого участка поверхности, обеспечивая тот же стабилизирующий эффект. Активное охлаждение поверхности обтекаемого тела с практической точки зрения сложная задача. Однако нужный знак градиента температуры на стенке и соответствующее направление теплового потока возникает при учете излучения поверхности по закону

$$q_w = \varepsilon \sigma T_w^4 \quad (2.1)$$

В дальнейших расчетах коэффициент черноты поверхности $\varepsilon = 1$. Расчеты устойчивости течения в пограничном слое в случае, когда ниже по потоку от участка нагрева ($T_w = 7T_\infty$ до $Re_x = 1,5 \cdot 10^5$) тепловой поток, приходящий от газа на поверхность тела, переизлучается поверхностью по закону (2.1), показали, что при $Re_\infty = 10^7$ пограничный слой оказывается полностью ламинарным, а переход к турбулентности происходит при $Re_c = 1,3 \cdot 10^7$, вместо $Re_c = 9,8 \cdot 10^6$, как было бы в отсутствие излучения.

На фиг. 2 приведены распределения температуры для нескольких характерных случаев. Распределение температуры для случая с активным охлаждением поверхности до $T_w = 1,1T_\infty$ за участком нагрева [1—4] показано кривой 1. То же, но с учетом излучения по закону (2.1), показано кривой 2. Во втором случае точка перехода соответствует $Re_c = 5,5 \cdot 10^6$ и расположена ниже по течению, чем в случае теплоизолированной поверхности за тем же самым участком нагрева ($Re_c = 5,6 \cdot 10^6$).

На фиг. 2 кривая 3 соответствует участку нагрева с максимальной температурой

в области нагрева $T_w = 4T_\infty$, но ниже по течению от участка нагрева ($Re_d = 1,5 \cdot 10^5$) температура определялась из условия (2.1). В этом случае на пластине с характерной длиной, соответствующей $Re_\infty = 10^7$, переход отсутствует, так как $N_{max} = 7,8$. Кривая 4 показывает распределение температуры при менее интенсивном нагреве начального участка $T_w = 2,4T_\infty$, $Re_d = 2,8 \cdot 10^5$ и линейном уменьшении температуры до значения $T_w = 1,7T_\infty$ на участке $2,8 \cdot 10^5 < Re_x < 3,2 \cdot 10^5$, за которым температура определялась из условия (2.1). В этом случае положение точки перехода соответствовало $Re_c = 9,8 \cdot 10^6$, а затраченная на нагрев мощность $q_w = 2,5 \cdot 10^{-4}$ почти в 3 раза меньше мощности, высвобождаемой за счет удлинения ламинарного участка.

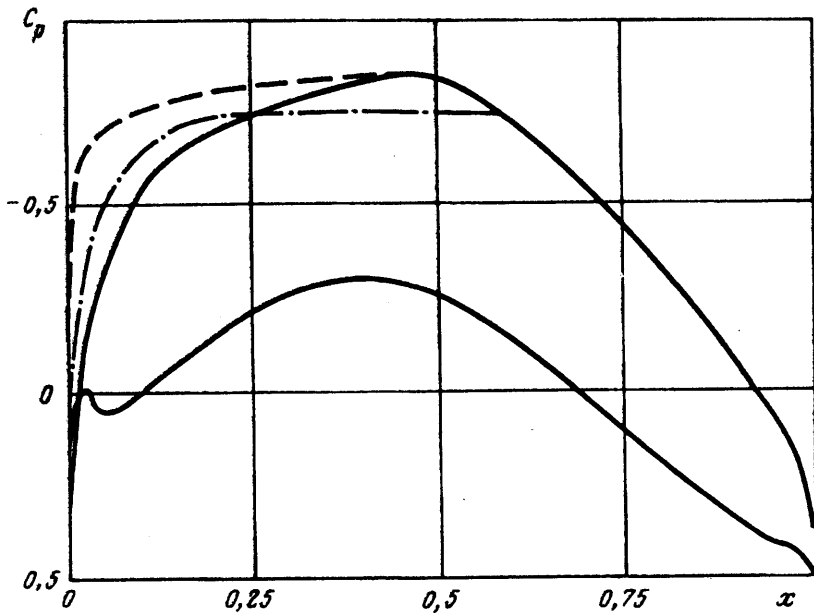
Представленные результаты показывают принципиальную возможность ламинаризации обтекания тел с помощью интенсивного нагрева локального участка вблизи передней кромки. В этом случае можно отказаться от охлаждения поверхности, а за счет теплового излучения поверхности ниже по течению от участка нагрева можно даже при умеренных температурах поверхности существенно затягивать переход.

Возможность ламинаризации течения при различной интенсивности нагрева малого участка поверхности вблизи передней кромки пластины с эллиптическим носиком исследована экспериментально в [15]. Максимальному подводу тепла соответствовала наибольшая протяженность ламинарного участка. Оценки энергетической эффективности в [9] показали, что мощность, затрачиваемая на нагревание поверхности, превосходит выигрыш в мощности, получаемый за счет уменьшения сопротивления трения. Однако при числах Маха $M_\infty > 0,6$ и при соответствующем выборе распределения температур на участке нагрева можно получить существенный выигрыш в мощности, затрачиваемой на преодоление сил трения, несмотря на необходимость затрат на нагрев поверхности.

3. Выбор исходных параметров обтекания профиля. Сопоставление результатов расчетов с данными современных летных экспериментов показывает, что при благоприятном распределении давления на прямом крыле могут быть получены высокие числа Рейнольдса перехода $Re_c = u_\infty x_c / \nu_\infty \sim 10^8$ [16]. Такая естественная ламинаризация, когда затягивание перехода достигается выбором соответствующей формы профиля без каких-либо дополнительных устройств, с практической точки зрения наиболее желательна. Однако профиль крыла современного самолета должен удовлетворять целому ряду зачастую противоречивых требований. Затягивание благоприятного (отрицательного) градиента давления может вызвать отрыв в задней части профиля, уменьшение критического числа Маха, снижение подъемной силы, ухудшение взлетно-посадочных характеристик и т. д. Поэтому теоретически возможное затягивание перехода с помощью естественной ламинаризации не всегда реализуемо.

Далее в работе анализируется возможность улучшения аэродинамических характеристик профиля с естественной ламинаризацией. В частности, рассматриваются ситуации, когда для удовлетворения других требований приходится отказаться от оптимального с точки зрения ламинаризации распределения давления.

В качестве исходного использовалось распределение давления $C_p(x)$ на верхней поверхности ламинаризованного профиля при $M_\infty = 0,72$ и коэффициенте подъемной силы $C_l = 0,5$, показанное на фиг. 3 сплошной кривой. Здесь и далее давление C_p отнесено к скоростному напору $\rho_\infty u_\infty^2 / 2$, продольная координата x — к хорде профиля. Это распределение давления имеет протяженный участок сильного отрицательного градиента давления длиной до 50% хорды профиля, за которым следует участок восстановления давления. Положительный градиент давления в задней части профиля выбирается максимально возможным из условия безотрывности турбулентного пограничного слоя. Сколько-нибудь существенное



Фиг. 3

затягивание ламинарно-турбулентного перехода в этой области приведет к отрыву пограничного слоя. Поэтому будем считать максимально достижимой такую ламинаризации, когда удастся затянуть переход до точки минимума давления. Максимальная ламинаризация на исходном распределении давления достигается до чисел Рейнольдса по хорде $Re_c \approx 5 \cdot 10^7$ при критическом значении показателя нарастания возмущений $N^* = 8$.

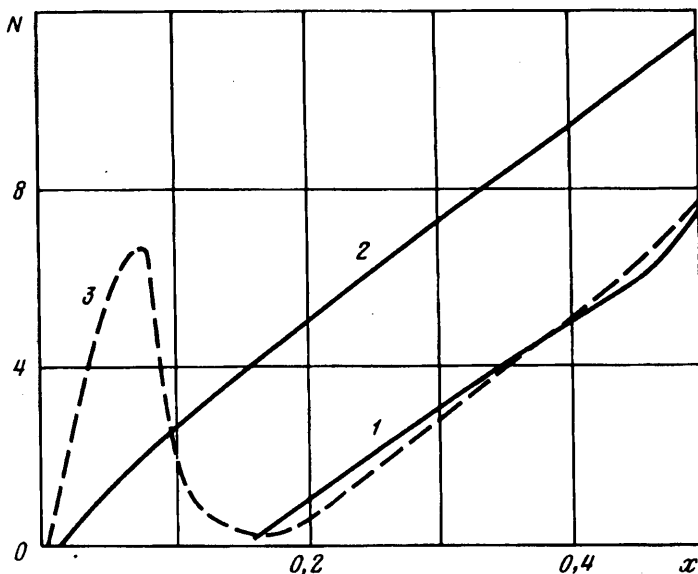
В качестве альтернативы ламинаризованному будем рассматривать так называемое «полочное» распределение давления, соответствующее быстрому разгону потока на нескольких процентах хорды и близкому к нулю градиенту давления вплоть до начала участка восстановления давления. Замена ламинаризованного распределения давления на полочное позволяет увеличить коэффициент подъемной силы профиля C_p (см. разд. 4) или при том же C_p сдвинуть точку минимума давления вниз по потоку (см. разд. 5). При этом длина ламинарного участка уменьшается, однако за счет нагрева передней кромки можно сдвинуть переход вниз по потоку. В итоге аэродинамическое качество профиля — отношение подъемной силы к сопротивлению C_p/C_x — может быть выше, чем у исходного ламинаризованного профиля.

4. Повышение подъемной силы. Расчеты проводились для семейства распределений давления, представляемого на участке $0 < x < x_{p_{\min}}$ формулой

$$C_p(k) = C_{p_i}(1 - k) + C_{p_{\min}}k$$

Здесь C_{p_i} — исходное распределение давления, $C_{p_{\min}}$ — минимум исходного распределения давления, $x_{p_{\min}}$ — точка минимума давления. Как указывалось выше, параметры обтекания подобраны так, чтобы на исходном распределении давления точка перехода совпадала с точкой минимума давления. С увеличением k положение перехода смещается вверх по потоку, что связано с уменьшением благоприятного градиента давления на основной части профиля.

Для смещения положения перехода в точку минимума давления использовался нагрев передней части профиля до температуры, равной $1,6T_0$. Температура остальной части поверхности задавалась равной температуре торможения набе-



Фиг. 4

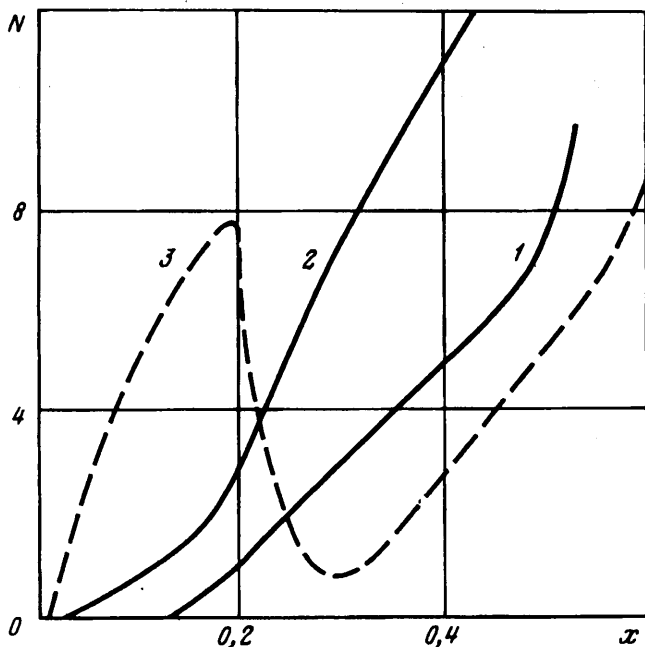
гающего потока T_0 . Протяженность области нагрева выбиралась так, чтобы в области нагрева не превышалось критическое значение N^* .

Оказалось, что вернуть ламинарно-турбулентный переход в точку $x = 0,5$ путем нагрева удастся до $k = 0,7$. Распределения давления $C_p(x)$ для $k = 0$ и $0,7$ показаны на фиг. 3 соответственно сплошной и штриховой кривыми.

Зависимости показателей нарастания возмущений $N(x)$ приведены на фиг. 4. Кривая 1 соответствует исходному распределению давления, кривая 2 — модифицированному, кривая 3 — модифицированному, с нагревом поверхности.

Рассмотрим вопрос об энергетической эффективности метода ламинаризации нагревом. Энергетический баланс складывается из экономии энергии за счет улучшения аэродинамических характеристик профиля и из затрат энергии на нагревание поверхности профиля. Если отвод тепла от поверхности реализован при помощи заборного воздуха, то дополнительные затраты энергии связаны с потерями в системе охлаждения, но не зависят от потока тепловой энергии в стенку. С другой стороны, если отобранный от потока тепло используется для создания тяги (например, путем подогрева топлива), то поток тепла в стенку на участке охлаждения повышает энергетическую эффективность метода. Отметим, что в рассмотренных выше примерах поток тепла в стенку на участке охлаждения составлял приблизительно половину потока тепла от стенки на участке нагрева. Приводимые далее оценки потерь энергии относятся к потоку тепла через стенку на участке нагрева без учета потока тепла на участке охлаждения.

Из приведенных выше результатов следует, что при сохранении положения ламинарно-турбулентного перехода в точке $x = 0,5$ удастся повысить значение C_p до $0,56$, что приводит к увеличению качества профиля приблизительно на 11% . Если тепловая энергия, идущая на нагрев поверхности, не может быть использована эффективно для создания тяги, это и будет энергетической эффективностью метода. Отношение потока тепла к газу на участке нагрева к мощности, расходуемой на преодоление сил трения, составило $14,6\%$. Таким образом, с учетом затрачиваемой тепловой энергии практически не удастся получить суммарного выигрыша в энергии. Если же, исходя из эксплуатационных требований, необходимо рассматривать в качестве исходного модифицированное распределение давления, показанное штриховой кривой на фиг. 3, то с учетом затрат тепловой энергии удастся уменьшить коэффициент сопротивления трения



Фиг. 5

C_x на 11%. Это подтверждает энергетическую эффективность метода ламинаризации пограничного слоя путем нагрева передней части обтекаемой поверхности.

5. Смещение точки минимума давления. Зона ламинарного обтекания на ламинаризованном профиле ограничивается точкой минимума давления, так как на участке восстановления давления происходит быстрый рост возмущений и турбулизация пограничного слоя. Поэтому, отодвинув точку минимума давления вниз по потоку, можно увеличить возможную протяженность ламинарного участка на профиле. Положение минимума давления выбирается из условия безотрывности обтекания диффузорной части профиля, поэтому увеличение положительного градиента давления на задней части профиля нежелательно. Не меняя распределения давления на задней части профиля, можно сдвинуть вниз по потоку положение минимума давления путем уменьшения величины $C_{p_{min}}$. Это приведет к интегральному снижению благоприятного градиента давления и смещению положения ламинарно-турбулентного перехода вверх по потоку.

На фиг. 3 штрихпунктирной кривой показано модифицированное распределение давления, имеющее то же значение коэффициента подъемной силы $C_y = 0,5$, что и исходное распределение давления, и смещенное вниз по потоку положение $C_{p_{min}}$.

Зависимости показателей нарастания возмущений $N(x)$ приведены на фиг. 5. Кривая 1 соответствует исходному распределению давления $C_{p_i}(x)$, кривая 2 — модифицированному $C_p(x)$, кривая 3 — модифицированному $C_p(x)$ с нагревом поверхности. Видно, что переход к модифицированному распределению давления приводит к более раннему ламинарно-турбулентному переходу при $x = 0,36$. В случае нагрева поверхности (кривая 3) положение перехода смещается вниз по потоку приблизительно до $x = 0,58$. Таким образом протяженность ламинарного пограничного слоя при модифицированном распределении давления и нагреве передней части профиля оказывается на 16% больше, чем на исходном профиле. Это соответствует снижению коэффициента трения C_x на 19%. Отношение потока тепла к газу на участке нагрева к мощности, расходуемой на преодоление сил трения, составляет 23%. Таким образом, с учетом затрачиваемой тепловой энергии не удастся получить суммарного выигрыша в энергии.

Модифицированное распределение давления кроме увеличения длины ламинарного участка позволяет увеличить критическое число Маха набегающего потока при том же максимальном местном числе Маха на 4% (от 0,72 до 0,75). Сохранение максимального местного числа Маха необходимо для того, чтобы не возросли интенсивность скачка и связанное с ним волновое сопротивление. Увеличение числа Маха набегающего потока прямо связано с увеличением крейсерской скорости самолета и сокращением времени полета. С учетом экономии горючего, связанной с увеличением критического числа Маха, баланс энергии становится близким к нулю. Если же рассматривать в качестве исходного модифицированное распределение давления, то с учетом затрат тепловой энергии удастся уменьшить коэффициент сопротивления трения C_x на 12%. Это также подтверждает энергетическую эффективность метода ламинаризации пограничного слоя путем нагрева передней части обтекаемой поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 03-013-17600).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков А. В., Коган М. Н., Купарев В. А. О повышении устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве поверхности вблизи передней кромки обтекаемого тела//Докл. АН СССР. 1985. Т. 283. № 2. С. 333—335.
2. Казаков А. В., Коган М. Н., Купарев В. А. Об устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве поверхности плоской пластины вблизи передней кромки//Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 68—72.
3. Казаков А. В., Коган М. Н., Купарев В. А., Курячий А. П. О нетрадиционных способах управления устойчивостью ламинарного дозвукового пограничного слоя//Тр. ЦАГИ. 1988. Вып. № 2412. С. 3—32.
4. Белов И. А., Литвинов В. М., Казаков А. В. и др. Устойчивость ламинарного пограничного слоя и затягивание перехода на неизотермической поверхности//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 52—57.
5. Струминский В. В., Довгаль А. В., Лебедев Ю. Б. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование устойчивости пограничного слоя при неравномерном нагревании поверхности: Препринт № 3-87. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО АН СССР, 1987. 22 с.
6. Казаков А. В., Коган М. Н. Устойчивость дозвукового ламинарного пограничного слоя на плоской пластине при объемном подводе энергии//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 62—67.
7. Казаков А. В., Купарев В. А. О ламинаризации пограничного слоя на теплоизолированной поверхности при подводе энергии в поток//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 58—61.
8. Лутовинов В. М., Ефимов Е. С., Митакова Е. В. и др. Опыты по управлению переходом пограничного слоя на пластине посредством нагревания//ВИМИ. 1989. № ДО7799.
9. Карась О. В., Ковалев В. Е., Купарев В. А. Определение точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на скользящем крыле//Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 6. С. 15—20.
10. Денисенко О. В., Провоторов В. П. Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса//Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2269. С. 111—127.
11. Malik M. R., Orszag S. A. Efficient computation of the stability of three-dimensional compressible boundary layers//AIAA Paper. 1981. № 81-1277. 13 p.
12. Srokowski A. J., Orszag S. A. Mass flow requirements for LFC wing design//AIAA Paper. 1977. № 77-1222. 15 p.
13. Maestrello L., Nagabushana K. A. Relaminarization of turbulent flow on a flat plate by localized surface heating//AIAA Paper. 1989. № 89-0985. 7 p.
14. Казаков А. В., Курячий А. П. Влияние неизотермичности поверхности тонкого профиля на устойчивость ламинарного пограничного слоя//Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. С. 36—42.
15. Бубликов Ю. И., Фомичев В. М. Устойчивость пограничного слоя газа на нагреваемой поверхности при слабом отрицательном градиенте давления//ПМТФ. 1992. № 2. С. 72—76.
16. Купарев В. А. Численное исследование возможности естественной ламинаризации крыла малой стреловидности: Препринт № 60. М.: ЦАГИ, 1992. 11 с.