

УДК 532.516

ВЛИЯНИЕ УМЕРЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПРЕДОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПРОФИЛЕ КРЫЛА

Н.Д. ДИКОВСКАЯ, Б.Ю. ЗАНИН

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Численно исследована устойчивость течения в ламинарном пограничном слое на профиле крыла, в том числе в предотрывной области, для двух уровней турбулентности набегающего потока. Показано, что максимальные амплитуду и скорость нарастания при переходе к турбулентности в пограничном слое имеют возмущения, возникающие впервые в сечении потери устойчивости. Во всех исследованных сечениях по хорде крыла реализуются два механизма развития возмущений: вязкий и невязкий. Увеличение турбулентности внешнего потока стабилизирует течение на начальном участке пограничного слоя, смещает вниз по потоку точку потери устойчивости и область действия вязкой неустойчивости. При этом частота наиболее неустойчивых колебаний уменьшается, а длина волны возмущений возрастает. Сравнение результатов расчета с экспериментом показывает их хорошее согласование, особенно для малотурбулентного потока.

Экспериментальные исследования ламинарно-турбулентного перехода на модели крыла при умеренной турбулентности потока ($\varepsilon = 0,4\%$) показали [1], что переход происходит через развитие пакета волн неустойчивости в пограничном слое аналогично тому, как это имеет место при низкой турбулентности потока ($\varepsilon < 0,04\%$). В то же время частотные характеристики возникающих пакетов и средняя длина волны в указанных случаях различны. Цель проведенных расчетов — определение причин этих различий, для чего устойчивость полученных в эксперименте [1] профилей средней скорости в пограничном слое исследовалась численным методом. По результатам расчетов определено место возникновения колебаний, приводящих к переходу, и прослежены закономерности их развития на ранних стадиях, недоступных для экспериментального наблюдения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН исследовалось обтекание модели крыла с профилем NASA 63-2-615 (размах модели 1 м, длина хорды $b = 270$ мм) при скорости набегающего потока $U_\infty = 8$ м/с и угле атаки 6° . Измерения выполнялись при двух уровнях турбулентности набегающего потока: $\varepsilon \cong 0,04\%$ (режим 1) и $\varepsilon \cong 0,4\%$ (режим 2). Для повышения степени турбулентности на входе в рабочую часть аэродинамической трубы устанавливалась турбулизующая сетка с размером ячейки 5×5 мм. Средняя скорость потока $U(y)$ в пограничном слое на верхней поверхности модели и амплитуда пульсаций измерялись термоанемометром DISA с последующим частотным анализом пульсаций. Статическое давление определялось через дренажные отверстия на поверхности модели, а также на

высоте 1 мм над поверхностью с помощью приемника статического давления, перемещаемого вдоль хорды.

На рис. 1 показаны базовые для расчета экспериментальные данные: продольное распределение коэффициента статического давления $C_p(X)$ и градиента давления dC_p/dX , профили средней скорости в пограничном слое $U(y)$ для режимов 1 и 2. Здесь $C_p = 2 \Delta p / (\rho U_\infty^2)$, Δp — разница статических давлений в точке на крыле и в набегающем потоке, ρ — плотность воздуха, U_e — скорость на внешней границе пограничного слоя. Сечение $X = 0$ соответствует передней кромке крыла. Видно, что для обоих режимов в исследованной области $X = x/b = 0,26 - 0,55$ почти всюду градиент давления $dC_p/dX > 0$, следовательно, зависимости скорости $U(y)$ имеют форму с точкой перегиба. Ниже по потоку при $X > 0,55$ (см. [1]) происходит ламинарный отрыв потока и образование отрывного пузыря. При повышенной турбулентности набегающего потока в области $X = 0,19 - 0,26$ течение оказывается безградиентным. Для режима 1 толщина как пограничного слоя, так и вытеснения всюду больше, чем для режима 2 в соответствующих сечениях X ; точка перегиба в профилях средней скорости находится дальше от стенки. Размер отрывного пузыря для режима 1 больше, чем для режима 2.

Завершение перехода к турбулентности происходит в зоне отрыва с последующим присоединением турбулентного потока. Физический механизм перехода для обоих режимов состоит в возникновении и развитии пакета волн неустойчивости в пограничном слое, но средние частоты этих пакетов отличаются друг от друга и составляют $f_1 = 406$ и $f_2 = 324$ Гц для режимов 1 и 2 соответственно. Таким образом, из эксперимента [1] следует, что увеличение

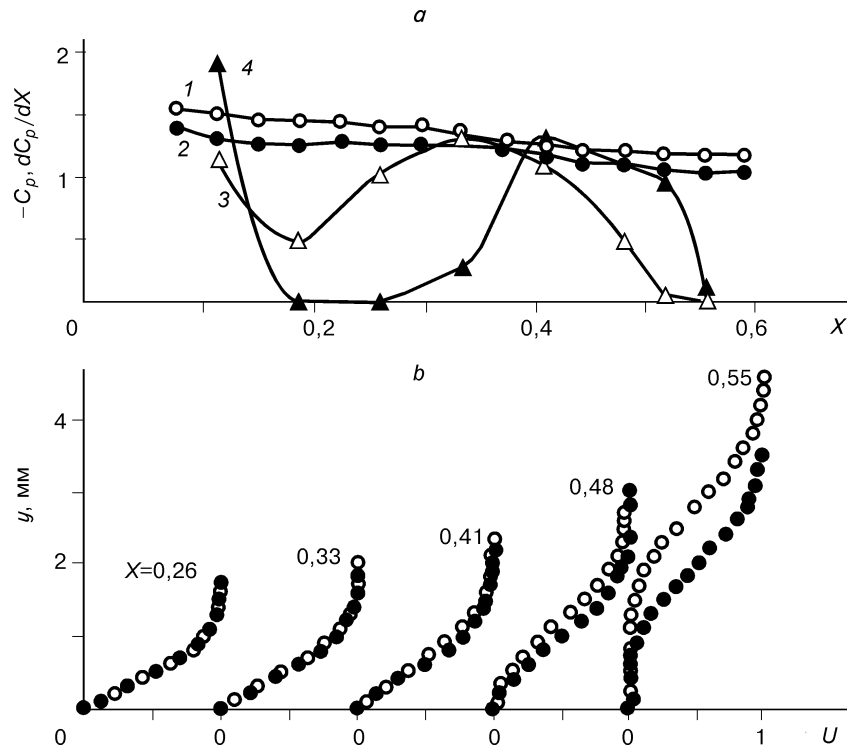


Рис. 1. Базовые экспериментальные данные.

a — коэффициент статического давления C_p (кривые 1, 2) и градиент давления dC_p/dX (3, 4); b — профили продольной средней скорости $U(y)$ вдоль хорды модели для режимов 1 (светлые символы) и 2 (темные символы).

турбулентности вызывает деформацию среднего течения как на внешней границе пограничного слоя, так и около стенки. Влияние на пульсационную картину течения сводится, в частности, к уменьшению центральной частоты пакета волн неустойчивости, приводящих к переходу.

РАСЧЕТ УСТОЙЧИВОСТИ

Расчет устойчивости ламинарного пограничного слоя, развивающегося в условиях градиентного течения, проводился в рамках линейной теории нарастания малых возмущений в предположении “локальной параллельности” двумерного потока [2]. Рассматривались двумерные возмущения, представляющие собой периодические во времени колебания $(u, v) = [u^0(y), v^0(y)] \exp[i(\alpha x - \omega t)]$. Здесь $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$, α_r — волновое число, α_i — скорость пространственного нарастания возмущения, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота волны. При $\alpha_i > 0$ возмущения, распространяющиеся в направлении движения, затухают, течение устойчиво; при $\alpha_i < 0$ колебания усиливаются, течение неустойчиво.

Решалась задача на собственные значения для уравнения Орра — Зоммерфельда, записанного для амплитуд возмущений $v^0(y)$ (далее для упрощения записи индекс 0 опущен), с граничными условиями затухания возмущений и их производных на твердой стенке и во внешнем потоке:

$$\begin{aligned} (v'' - \alpha^2 v)'' - [\alpha^2 + i \operatorname{Re}(\alpha U - \omega)](v'' - \alpha^2 v) + i \alpha \operatorname{Re} U'' v = 0, \\ v(0) = v'(0) \text{ при } y = 0, \quad v(y) = v'(y) = 0 \text{ при } y \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (1)$$

где штрих означает производную по dy , U — скорость основного течения в пограничном слое. Все величины в уравнении (1) обезразмерены по скорости U_e на внешней границе пограничного слоя и комплексу $(\delta_1/1,72)$. Здесь $\operatorname{Re} = U_e(\delta_1/1,72)/\nu$ — число Рейнольдса, ν — коэффициент кинематической вязкости, δ_1 — толщина вытеснения. Амплитуда продольной компоненты пульсаций скорости определялась из соотношения $u(y) = v'/(-i\alpha)$.

Решение уравнения (1) получено методом Рунге — Кутты четвертого порядка, а также процедурами ортогонализации и прогонки; итерации проводились по методу Ньютона. Собственные значения определялись с точностью 10^{-5} . Экспериментально измеренные профили $U(y)$ предварительно корректировались с целью компенсации систематической ошибки, вызванной трудностями измерения малых значений y и U с учетом местного значения градиента давления (см. [3]). Для всех рассмотренных профилей $U(y)$ коррекция по y не превышала значения 0,08 мм. В некоторых случаях для удовлетворения граничных условий на стенке и условия гладкости функций $U(y)$, $U'(y)$, $U''(y)$ приходилось варьировать также значение U в ближайшей к поверхности точке измерения в пределах экспериментального разброса. Дополненные таким образом экспериментальные профили $U(y)$, наконец, сглаживались с помощью полиномов степени $n = 5$ или $n = 6$. Турбулентность набегающего потока в расчете учитывалась опосредованно через профили средней скорости, исследуемые на устойчивость.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис. 2 приведены результаты расчета пространственной скорости нарастания возмущений $-\alpha_i(f)$ в разных сечениях X от 0,26 до 0,55. Для обоих режимов в первом исследованном сечении $X = 0,26$ течение устойчиво, так как местное число Рейнольдса меньше критического значения потери устойчивости для данного течения. Ниже по потоку возникают неустойчивые колеба-

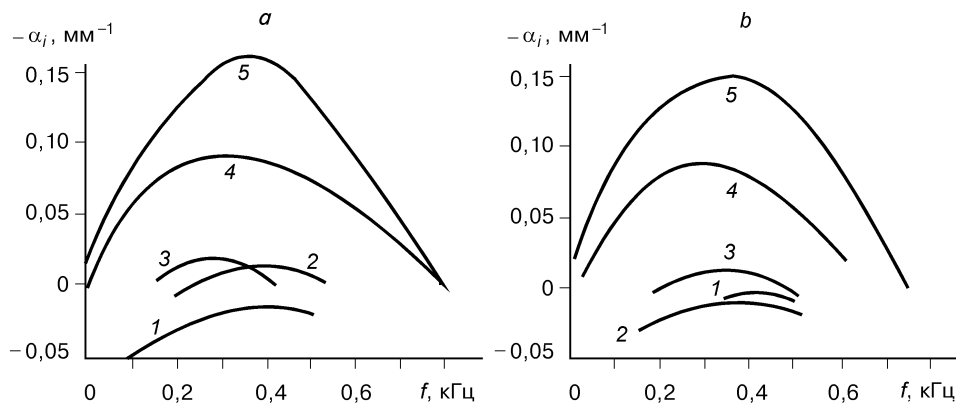


Рис. 2. Скорость пространственного нарастания возмущений $-\alpha_i(f)$ в сечениях $X = 0,26$ (1), $0,33$ (2), $0,41$ (3), $0,48$ (4), $0,55$ (5) для режимов 1 (a) и 2 (b).

ния. На начальном участке усиления колебаний диапазон неустойчивых частот находится в области $f = 200 - 500$ Гц, а при $X > 0,41$ для обоих режимов он расширяется, захватывая как низкие (вплоть до $f \rightarrow 0$), так и высокие частоты.

На рис. 3 показано изменение коэффициента нарастания $(-\alpha_i)_m$ и частоты f_m максимально усиливающихся колебаний по хорде крыла для обоих режимов. Первые незатухающие колебания, для которых $(\alpha_i)_m \leq 0$ и пограничный слой теряет устойчивость, появляются для режима 1 в сечении $(X_0)_1 = 0,29$, для режима 2 в окрестности $(X_0)_2 = 0,39$ (рис. 3, a) (X_0 — сечение потери устойчивости). Начиная с сечения $X = 0,41$ максимально усиливающиеся колебания для обоих режимов имеют очень близкие значения инкремента $(-\alpha_i)_m$, который в последнем исследованном сечении $X = 0,55$ достигает величины $0,15 - 0,17 \text{ мм}^{-1}$. Видно, что наибольшее влияние турбулентности набегающего потока на инкремент $(-\alpha_i)_m$ наблюдается в сечении $X = 0,33$, здесь для режима 1 течение неустойчиво, а для режима 2 — устойчиво.

Как видно из рис. 3, b, зависимость $f_m(X)$ для обоих режимов имеет вид кривой с минимумом, который для режима 2 расположен ниже по потоку. Наличие минимума на кривой $f_m(X)$ можно объяснить присутствием двух ме-

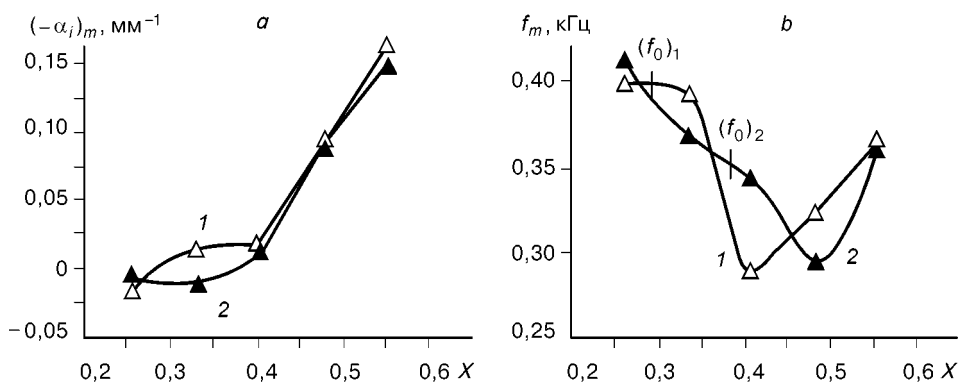


Рис. 3. Скорость нарастания $(-\alpha_i)_m$ (a) и частота f_m (b) максимально усиливающихся возмущений для режимов 1 (кривые 1) и 2 (кривые 2).

$(f_0)_1$ и $(f_0)_2$ — расчетные частоты потери устойчивости.

ханизмов неустойчивости, реализуемых в рассматриваемом течении. В дополнение к вязкой неустойчивости, характерной для пограничного слоя при умеренных числах Рейнольдса, неблагоприятный продольный градиент давления является необходимым и достаточным фактором существования невязкой неустойчивости Релея [4]. Одно из характерных различий этих двух типов неустойчивости — поведение максимально усиливающейся частоты f_m в зависимости от числа $Re^* = \delta_1 U_e / \nu$. Для вязкого механизма неустойчивости функция $f_m(Re^*)$ является убывающей [4], для неустойчивости Релея (в исследованном диапазоне Re^*) — возрастающей [3, 5]. При наличии вязкого и невязкого механизмов неустойчивости можно ожидать, что функция $f_m(Re^*)$ будет иметь минимум, слева от которого реализуется преимущественно вязкий механизм неустойчивости, а справа — невязкий. Так как для данного течения число Re^* возрастает монотонно с координатой X для обоих режимов, то все вышесказанное можно отнести к полученным зависимостям $f_m(X)$. Таким образом, из рис. 3, *b* следует, что для режима 2 в сравнении с режимом 1 невязкий механизм неустойчивости становится преобладающим ниже по потоку.

На рис. 3, *b* вертикальными штрихами выделены частоты неустойчивых колебаний $(f_0)_1 = 400$ и $(f_0)_2 = 350$ Гц, возникающих в сечениях X_0 потери устойчивости для каждого режима. Эти частоты, полученные в расчете, удовлетворительно согласуются с экспериментальными [1] значениями центральных частот волновых пакетов, приводящих к переходу ($f_1 = 406$ и $f_2 = 324$ Гц). Расхождение для режимов 1 и 2 составляет приблизительно 3 и 8 % соответственно, причем расчетные частоты определяются сечениями намного выше по потоку, чем те, в которых впервые экспериментально фиксируются волны неустойчивости. Как и в эксперименте [1], в расчете обнаружено, что умеренное увеличение турбулентности набегающего потока вызывает уменьшение частоты развивающихся при переходе колебаний.

Итак, увеличение турбулентности набегающего потока приводит к тому, что точка потери устойчивости смещается вниз по течению и, кроме того, включение действия механизма невязкой неустойчивости смещается вниз по потоку примерно на то же расстояние. При этом наиболее неустойчивые частоты, вызывающие ламинарно-турбулентный переход в градиентном пограничном слое, определяются с хорошей точностью тем сечением потери устойчивости, в котором впервые появляются незатухающие колебания.

Далее для контроля правильности полученных выводов проведен расчет частот, приводящих к переходу, по методу e^N [4], обычно используемому для определения места перехода в градиентном пограничном слое и основанному на данных, полученных по линейной теории устойчивости ламинарного пограничного слоя. По известным скоростям пространственного усиления $\alpha_i(X)$ находятся относительная амплитуда растущего возмущения определенной частоты f и логарифмический коэффициент усиления $N = \ln(A/A_0)$, где A_0 и A — амплитуды растущих возмущений в точке потери устойчивости X_0 и в произвольной точке X . Величина A определяется интегрированием местных скоростей усиления $\alpha_i(X)$ в интервале X от X_0 , где $\alpha_i = 0$, до рассматриваемого.

На рис. 4 показаны значения параметра N для возмущений с частотами из диапазона усиливающихся возмущений, рассчитанные для режимов 1 и 2, и частотные зависимости $N(f)$ в сечении $X = 0,55$. Для режима 1 (рис. 4, *a*) во всем диапазоне X начиная с самого первого исследованного сечения наиболее нарастающей является частота $f = 400$ Гц. Для режима 2 (рис. 4, *b*) рост параметра N наблюдается только при $X > 0,4$, а максимально усиливающаяся частота уменьшается до $f = 300$ Гц и также остается наиболее нарастающей для всех X . Следовательно, в данной задаче значение максимально неустойчивой

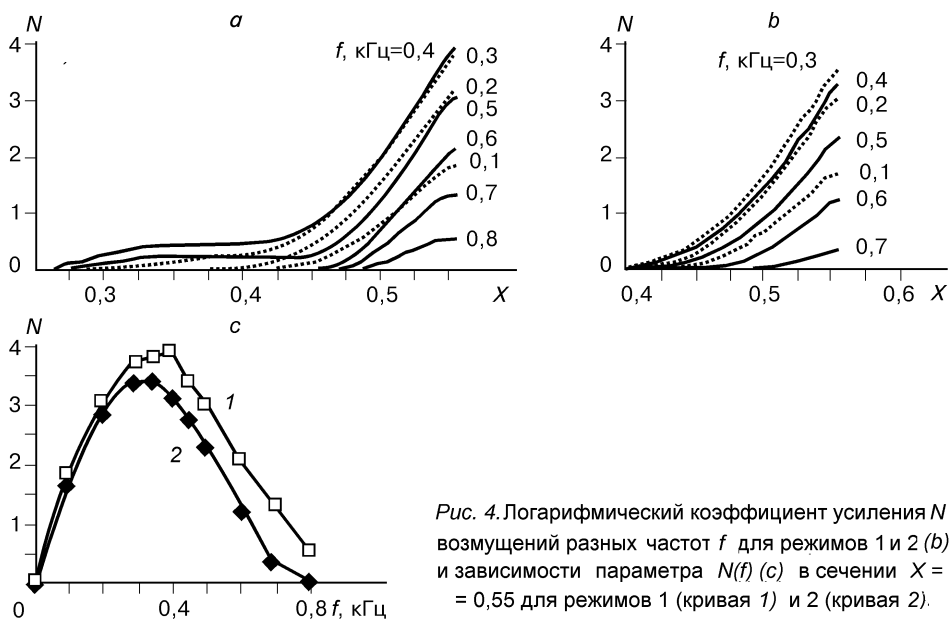


Рис. 4. Логарифмический коэффициент усиления N возмущений разных частот f для режимов 1 и 2 (b) и зависимости параметра $N(f)$ (c) в сечении $X = 0,55$ для режимов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2).

частоты f колебаний, приводящих к переходу, для обоих режимов можно вполне удовлетворительно определить по сечению потери устойчивости.

Из рис. 4, c видно, что для обоих режимов в сечении $X = 0,55$ величины N для низкочастотной части спектра ($f < 200$ Гц) одинаковы для обоих режимов, тогда как более высокие частоты нарастают медленнее для режима 2 и могут, по-видимому, привести к некоторому смещению перехода для этого режима вниз по потоку. Для режима 1 максимальная величина N соответствует колебаниям с частотой $(f_N)_1 = 400$ Гц, а для режима 2 — колебаниям в диапазоне $(f_N)_2 = 300 - 350$ Гц.

Сравнение величин f_N со значениями f_0 для обоих режимов показывает, что оба используемых метода расчета частоты колебаний, приводящих к переходу, согласуются друг с другом. Подтверждается вывод о том, что максимальную амплитуду имеют возмущения, появившиеся в сечении потери устойчивости. Для обоих приведенных методов оценки частоты колебаний согласуются с экспериментальными приблизительно с одинаковой степенью достоверности. При этом оценки для малотурбулентного потока (режим 1) в том и другом случае получаются более точными.

Фазовая скорость $C_r = \omega/\alpha_r$ возмущений для нейтральных частот второй ветви кривой нейтральной устойчивости и скорость u_i в точке перегиба в профилях средней скорости $U(y)$ по хорде крыла приведены на рис. 5. Видно, что при перемещении вниз по потоку для обоих режимов скорость u_i возрастает, оставаясь до $X = 0,48$ меньше фазовых скоростей C_r . При $X = 0,55$ для режима 1 (a) и $X = 0,48$ для режима 2 (b) эти скорости сравниваются, т. е. реализуется преимущественно механизм неустойчивости Релея. Однако вязкий механизм неустойчивости в данных сечениях все еще присутствует, что следует, в частности, из того, что числа Струхала $Sh = f_m \delta_2 / U_e$ для максимально усиливающихся колебаний в сечении $X = 0,55$ равны 0,014 (режим 1) и 0,012 (режим 2) и не достигают значения 0,016, характерного для свободных сдвиговых слоев в невязком приближении [6].

На рис. 6 представлены длины волн $\lambda = 2\pi/\alpha_r$ максимально усиливающихся возмущений, полученные в расчете (кривые 1), и средние длины волн λ_1

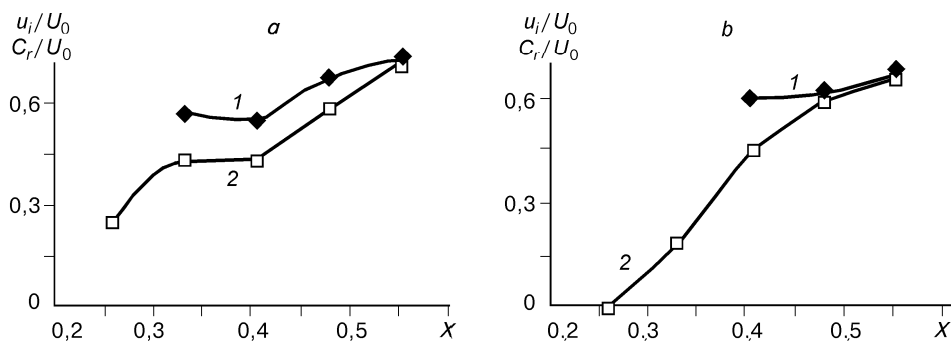


Рис. 5. Сравнение фазовой скорости C_r (кривая 1) возмущений с частотами f , соответствующими второй ветви нейтральной кривой, и скорости u_i (кривая 2) в точке перегиба в профиле средней скорости $U(y)$ для режимов 1 (a) и 2 (b).

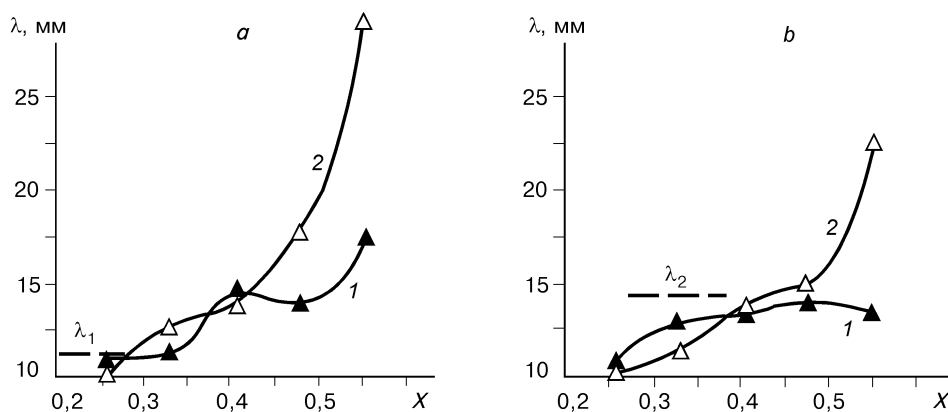


Рис. 6. Длина волны λ максимально усиливающихся возмущений для режимов 1 (a) и 2 (b). Поясн. см. в тексте.

и λ_2 волновых пакетов, наблюдаемых в эксперименте [1] (пунктир). Здесь же приведены значения длины волны λ_δ (кривые 2), рассчитанные по приближенной формуле $\lambda_\delta = 2\pi\delta$, предложенной в [7], связывающей толщину пограничного слоя δ , определенную по уровню $0,99U_e$, и длину волны неустойчивости λ_δ . Расчет показал, что данная формула справедлива во всей области вязкой неустойчивости и может быть использовано для приближенной оценки длины волны λ максимально неустойчивых колебаний. В то же время экспериментальные величины λ_1 и λ_2 для обоих режимов соответствуют расчетным значениям λ для сечений потери устойчивости X_0 , т. е. длины волн возмущений, развивающихся при переходе, определяются свойствами потока именно в этих сечениях, причем лучшее согласование наблюдается для режима 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенный расчет устойчивости ламинарного пограничного слоя на крыловом профиле при малой и умеренной степени турбулентности набегающего потока, основанный на измеренных профилях средней скорости вдоль хорды, позволил определить характеристики возмущений в пограничном слое на ранней стадии их развития, недоступной для экспериментального наблюдения. Показано, что возмущения, возникающие впервые

в сечении потери устойчивости (где $(\alpha_i)_m = 0$), имеют максимальные амплитуду и скорость нарастания при переходе к турбулентности и определяют частоту колебаний, вызывающих переход.

Умеренное увеличение степени турбулентности набегающего потока вызывает стабилизацию течения на начальном участке и смещение вниз по потоку сечения потери устойчивости. При этом происходит уменьшение частоты и увеличение длины волны возмущений, приводящих к переходу. Для обоих режимов во всем исследованном диапазоне $X = 0,26 - 0,55$ в пограничном слое существуют как вязкий, так и невязкий механизмы неустойчивости. При смещении вниз по потоку скорость в точке перегиба увеличивается и роль неустойчивости Релея становится преобладающей. Увеличение турбулентности набегающего потока затягивает вниз по течению включение механизма преимущественно невязкой неустойчивости. В последнем сечении $X = 0,55$ в обоих случаях основной вклад составляет невязкая неустойчивость, хотя вязкая неустойчивость здесь все еще присутствует, причем несколько в большей степени при повышенной турбулентности. Длины волн максимально усиливающихся колебаний в области вязкой неустойчивости пропорциональны толщине пограничного слоя в рассматриваемом сечении. Получено хорошее качественное, а для малотурбулентного потока и количественное согласование рассчитанных и измеренных значений частоты и длины волны возмущений, приводящих к переходу.

Работа проведена при поддержке РФФИ (Гранты № 97-01-00821 и 96-15-96310).

ОБОЗНАЧЕНИЯ

b , мм — длина хорды крылового профиля;
 x , мм — координата вдоль хорды крылового профиля;
 $X = x/b$ — безразмерная координата вдоль хорды крылового профиля;
 y , мм — координата по нормали к поверхности;
 δ , мм — толщина пограничного слоя;
 δ_1 , мм — толщина вытеснения пограничного слоя;
 U_∞ , м/с — скорость невозмущенного потока;
 U_e , м/с — скорость на внешней границе пограничного слоя;
 U — безразмерная продольная средняя скорость потока в пограничном слое;
 u_i — скорость потока в точке перегиба в пограничном слое;

u, v — продольная и поперечная компоненты возмущений скорости в пограничном слое;
 $u_0(y), v_0(y)$ — амплитуды продольных и поперечных возмущений скорости в пограничном слое;
 f , кГц — частота колебаний;
 $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ — комплексное волновое число;
 α_r — волновое число;
 α_i — скорость пространственного нарастания возмущений;
 C_r — фазовая скорость распространения волны;
 ω — безразмерная круговая частота;
 λ — длина волны;
 ν , м²/с — коэффициент кинематической вязкости;
 C_p — коэффициент статического давления.

ИНДЕКСЫ

m — максимальное значение;
 0 — соответствие точке потери устойчивости;

1 и 2 — режимы при $\varepsilon = 0,04$ и $0,4$ % соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zanin B.Yu. Origin of instability waves in a boundary layer with moderate free-stream turbulence // Fluid Dynamics. — 1994. — Vol. 29, No. 1. — P. 38 – 41.
2. Hanifi A. Stability characteristics of the supersonic boundary layer on a yawed cone // Licentiate Thesis, TRITA-MEK: Technical Report. — 1993, No. 6, Royal Inst. of Technology, Stockholm, Sweden.

- 3 **Dikovskaya N.D., Zanin B.Yu.** Verification of the stability calculation of the boundary layer flow on the wing profile // Int. Conf. Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 2. — Novosibirsk, 1996. — P. 58 – 63.
- 4 **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
- 5 **Michalke A.** On the stability of wall-boundary layers close to separation // Separated Flows and Jets // V.V. Kozlov, A.V. Dovgal. — Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. — P. 557 – 564.
- 6 **Хо Ш. М., Уэрре П.** Возмущения в свободных сдвиговых слоях // Нелинейные волновые процессы. Пер. с англ. / Сост. В.Н. Николаевский. — М.: Мир, 1987. — 296 с.
- 7 **Занин Б.Ю.** О параметрах волн неустойчивости в пограничном слое // Инж.-физ. журн. — 1987. — Т.53, № 4. — С. 624 – 629.

Статья поступила в редакцию 26 мая 1998 г.