

УДК 532.516

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПРЕДОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ НА ПРОФИЛЕ КРЫЛА

Н. Д. Диковская, Б. Ю. Занин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Численным методом решается задача о возникновении и развитии двумерных волн неустойчивых возмущений в пограничном слое на модели крыла в области неблагоприятного градиента давления на предотрывном участке течения. Исследовалась устойчивость полученных в эксперименте профилей скорости, в том числе перегибных. В результате расчета для каждого из рассмотренных профилей скорости определены границы области неустойчивости, а также параметры максимально неустойчивых колебаний (частота, коэффициент усиления, длина волны, скорость распространения). Полученные в работе характеристики хорошо согласуются с реальными параметрами волн неустойчивости, измеренными в эксперименте.

Введение. Исследования процесса возникновения турбулентности на крыле в летных и модельных условиях [1, 2] показали, что переход от ламинарного течения к турбулентному в пограничном слое происходит в результате возникновения, развития и разрушения дискретного пакета волн неустойчивости в области неблагоприятного градиента давления в задней части крыла. Профили средней скорости в пограничном слое в этой части крыла приобретают форму с точкой перегиба, а ниже по потоку происходит отрыв ламинарного пограничного слоя с последующим турбулентным присоединением, т. е. на крыле образуется ламинарный отрывной пузырь. Возникновение дискретного волнового пакета в таком предотрывном течении наблюдалось и в других экспериментах [3, 4]. Однако начальные стадии процесса развития возмущений экспериментально исследовать весьма сложно, поскольку амплитуды возмущений меньше уровня фоновых пульсаций в пограничном слое и термоанемометрические измерения не дают необходимой информации. Поэтому целью данной работы являлся расчет характеристик развития возмущений на ранней стадии развития, недоступной для экспериментального наблюдения. Для изучения начального этапа процесса возникновения турбулентности в пограничном слое проводился численный анализ устойчивости профилей средней скорости, полученных в экспериментальных измерениях. Численные исследования должны были ответить на вопросы, в каком месте пограничного слоя впервые появляется пакет волн неустойчивости и как на характеристики устойчивости течения влияют изменения формы профилей средней скорости по мере приближения к точке отрыва. Полученные результаты сравнивались с опытными [2] и расчетными [5–7] данными по развитию волн неустойчивости.

1. Экспериментальные данные. Эксперимент [2] проведен в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО РАН, имеющей степень турбулентности потока менее 0,04 %, на модели крыла с профилем НАСА 63-2-615 со средней хордой $b = 270$ мм. Результаты, использованные в расчетах, получены при угле атаки модели 4° и скорости набегающего потока $U_0 = 25$ м/с. На рис. 1 показаны распределение коэффициента статического давления C_p (сплошная кривая) и продольного градиента статического давления dC_p/dX (штриховая) вдоль хорды

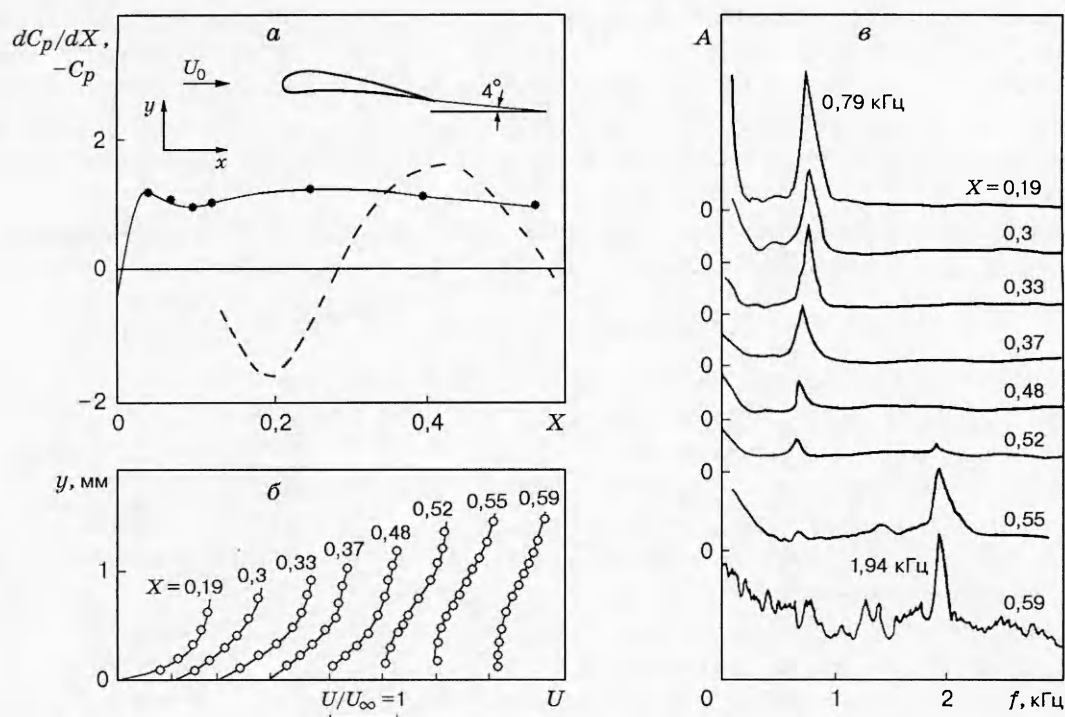


Рис. 1

модели (а), профили продольной компоненты средней скорости $U(y)$ в пограничном слое в разных сечениях $X = x/b = 0,19 \div 0,59$ (б), частотные спектры пульсаций на линии равных средних скоростей $U = 0,5U_0$ (в).

Измерения статического давления показали, что на поверхности модели существует два местных минимума в распределении давления и соответственно две области с положительным градиентом давления — вблизи передней кромки и в задней части модели ($X > 0,3$). В каждой из этих областей возникает и развивается свой пакет волн неустойчивости, о чем свидетельствуют частотные спектры пульсаций (рис. 1, в). Появление первого пакета с частотой 0,79 кГц обусловлено, по-видимому, наличием небольшой области положительного градиента давления в носовой части профиля. Образовавшаяся здесь волна постепенно затухает, причем затухание продолжается, и когда эта волна попадает во вторую область неблагоприятного градиента давления, где возникает и развивается свой пакет волн неустойчивости с частотой 1,94 кГц, усиление которого и приводит к переходу. На частотных спектрах этот волновой пакет появляется только при $X = 0,52$, когда его амплитуда становится больше амплитуды фоновых пульсаций в пограничном слое.

Как показали измерения (рис. 1, б), в области неблагоприятного градиента давления (при $X > 0,3$) на профилях средней скорости $U(y)$ появляется точка перегиба, и, следовательно, течение, наряду с вязкой неустойчивостью, приобретает невязкую неустойчивость. Ламинарная форма течения в пограничном слое сохраняется вплоть до сечения $X = 0,55$, в котором величина пульсаций скорости не превышает 1%. Постепенно профили средней скорости приобретают предотрывную форму, но вплоть до сечения $X = 0,52$ течение остается присоединенным. Анализ устойчивости экспериментально измеренных профилей средней скорости приводится ниже.

2. 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. 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, т. е. 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):

$$(v'' - \alpha^2 v)'' - [\alpha^2 + i \operatorname{Re}(\alpha U - \omega)](v'' - \alpha^2 v) + i \alpha \operatorname{Re} U'' v = 0, \quad (2.1)$$

где $()' = d()/dy$; U — скорость основного течения в пограничном слое с граничными условиями затухания возмущений на твердой стенке и во внешнем потоке: $v(0) = v'(0) = 0$ при $y = 0$, $v(y) = v'(y) = 0$ при $y \rightarrow \infty$.

Все величины в уравнении (2.1) 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; $F = 2\pi f\nu/U_e^2$ — частотный параметр; ν — коэффициент кинематической вязкости; $\omega = F \cdot \operatorname{Re}$ — безразмерная частота; $c_r = \omega/\alpha_r$ — фазовая скорость распространения волны вдоль потока; δ_1 — толщина вытеснения. Амплитуда продольной компоненты пульсаций скорости определялась из соотношения $u(y) = v'/(-i\alpha_i)$.

При решении уравнения (2.1) использовался метод Рунге — Кутты четвертого порядка для дифференциальных уравнений; применялись методы ортогонализации, метод прогонки; итерации проводились по методу Ньютона. В большинстве случаев собственные значения определялись с точностью 10^{-5} .

Предполагалось, что вблизи поверхности зависимость $U(y)$ описывается трехчленом

$$U(y) = a_1 + a_2 y + a_3 y^2. \quad (2.2)$$

Последний член введен в (2.2) из-за наличия градиента давления на внешней границе пограничного слоя. Согласно [8]

$$\frac{dC_p}{dX} = \frac{k d^2 U}{dy^2}, \quad (2.3)$$

где k — коэффициент, зависящий от способа обезразмеривания входящих величин. Из (2.2) и (2.3) следует, что $d^2 U/dy^2 = 2a_3$, $dC_p/dX = 2a_3 k$ и $a_3 = (1/2k) dC_p/dX \neq 0$. Коэффициенты a_1 и a_2 определялись по известным значениям скорости в двух ближайших к поверхности точках измерений. После этого вводилась поправка y^* по условию $U(y^*) = 0$, корректирующая систематическую экспериментальную ошибку, вызванную трудностями измерения малых значений y и U . Для всех рассмотренных профилей $U(y)$ величина y^* не превышала 0,08 мм. В некоторых случаях для удовлетворения условия (2.3) приходилось варьировать значение U в ближайшей к поверхности точке измерения в пределах экспериментального разброса. Дополненные таким образом профили $U(y)$ сглаживались с помощью полиномов степени $n = 5$ и $n = 6$, что позволяло удовлетворить требование гладкости функций $U(y)$, $U'(y)$, $U''(y)$.

3. Результаты расчета. Расчет развития возмущений в пограничном слое вдоль хорды крыла в диапазоне $X = 0,15 \div 0,52$ показал, что только в первых двух сечениях $X = 0,15$ и $X = 0,22$, расположенных в области отрицательного градиента давления (рис. 1, а), течение остается устойчивым для любых частот возмущений.

На рис. 2, а показана скорость пространственного нарастания возмущений в размерном виде $\alpha_i(f)$ для сечений $X = 0,22; 0,3; 0,37; 0,44; 0,52$ (кривые 1–5 соответственно). Из этого графика следует, что в сечении $X = 0,22$ (в области отрицательного градиента давления)

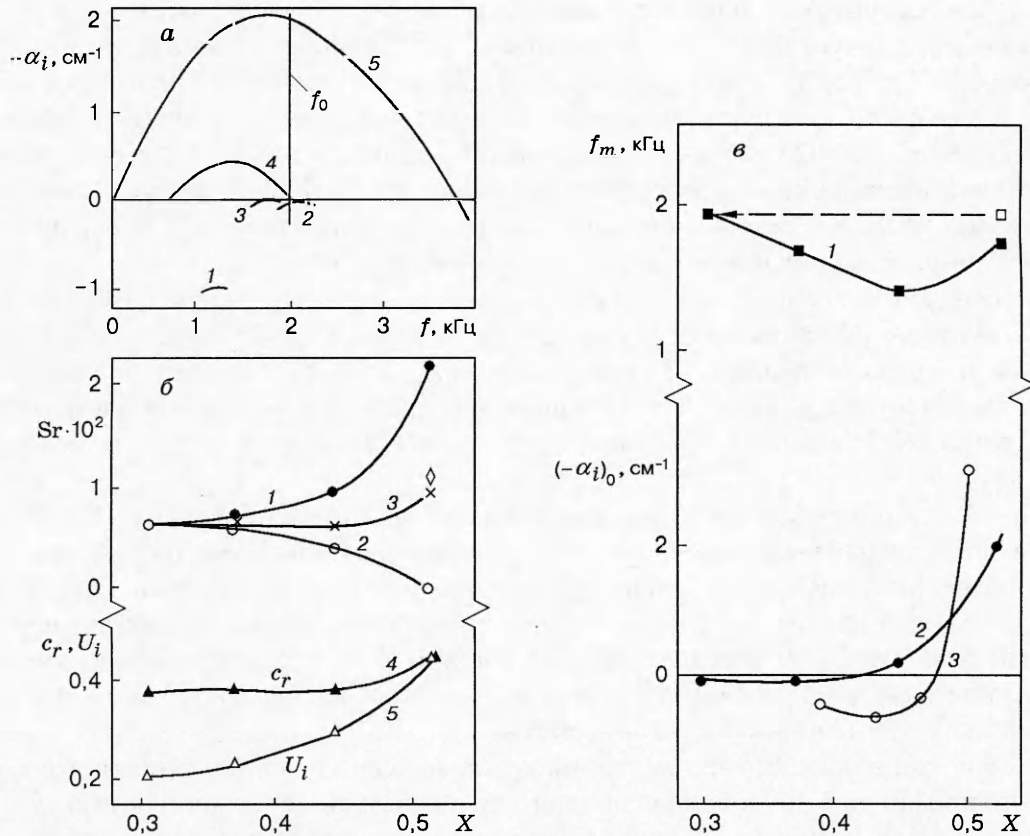


Рис. 2

течение устойчиво, нарастающих возмущений нет. В сечении $X = 0,3$, расположенном в начале области положительного градиента, максимум скорости пространственного нарастания $(-\alpha_i)_m$, находящийся на частоте $f_m = 1,8 \div 1,9$ кГц, близок к нулю. Если учесть трудности измерения экспериментального профиля скорости и его аппроксимации, а также сильную зависимость величины α_i от способа аппроксимации и при этом достаточно устойчивое значение f_m (см. [9]), то можно предположить, что в сечении $X = 0,3$ есть первая усиливающаяся частота возмущений. При смещении вниз по потоку диапазон неустойчивых частот Δf расширяется, при этом скорость пространственного нарастания $-\alpha_i$ увеличивается на три порядка на длине от $X = 0,37$ до $X = 0,52$.

На рис. 2,б показаны полученные в расчете значения числа Струхала $Sr = f\delta_2/U_e$ для нейтральных (кривые 1 и 2) и максимально усиливающихся возмущений (кривая 3), а также величины фазовой скорости c_r распространения возмущений, соответствующих второй ветви кривой нейтральной устойчивости (кривая 4), и скорости U_i в точке перегиба (кривая 5) в каждом из сечений. Величина числа Sr для максимально усиливающихся частот остается почти постоянной, равной 0,0068, для всех рассмотренных сечений, кроме последнего ($X = 0,52$), в котором число Струхала возрастает до 0,01. Видно, что постепенное расширение диапазона неустойчивых частот происходит за счет включения как высоких, так и низких частот вплоть до нулевых значений ω при $X = 0,52$. Усиление возмущений в области низких частот характерно для свободных сдвиговых течений [7], в которых определяющей является невязкая неустойчивость. Именно в этом сечении впервые удается экспериментально зафиксировать пик на частоте $f_0 = 1,94$ кГц (см. рис. 1,в). Соответствующее этой частоте значение числа Струхала $Sr_0 = 0,012$, отмеченное на рис. 2,б

символом \diamond , демонстрирует хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Вклад невязкой неустойчивости в сечении $X = 0,52$ можно оценить по величине числа Струхалия $Sr^* = f\delta_2/U^*$, рассчитанного по средней скорости сдвига $U^* = U_e/2$, как это принято для слоев смещения, при нулевом значении скорости одного из потоков. Полученное число $Sr^* = 0,022$ соответствует уровню скорости нарастания возмущений для свободного сдвигового потока, приблизительно равному 75% от максимального значения [7], что указывает на достаточно большую, хотя и не единственную, роль невязкой неустойчивости в рассматриваемом сечении.

В [6] проведено численное моделирование аналогичного течения и получено значение $Sr = 0,0066$. Авторы [6] связывают эту частоту со сходом вихрей, возникающих в начале ламинарного отрывного пузыря. Однако из наших расчетов следует, что максимально усиливающаяся частота f_m , соответствующая экспериментально наблюдаемому пику на спектрах пульсаций (см. рис. 1, в), существует до отрыва потока, т. е. в присоединенном пограничном слое.

На ранней стадии развития возмущений скорость в точке перегиба U_i (кривая 5 на рис. 2, б) намного меньше фазовой скорости c_r распространения возмущений, соответствующих второй ветви кривой нейтральной устойчивости (кривая 4 на рис. 2, б), что совпадает с результатами расчетов [5]. Ниже по потоку по мере отеснения точки перегиба от поверхности скорость U_i увеличивается и в сечении $X = 0,52$ совпадает с соответствующим значением c_r , т. е., согласно [7], в этом сечении основным механизмом развития возмущений является невязкая неустойчивость.

Таким образом, на рис. 2, б видно, что на крыле в области неблагоприятного градиента давления для профилей с точкой перегиба наряду с невязкой неустойчивостью существует вязкая неустойчивость. Причем в начале указанной области вплоть до сечения $X = 0,44$ преимущественную роль играет вязкая неустойчивость. Ниже по потоку в сечении $X = 0,52$ при наличии вязкой неустойчивости определяющим механизмом развития возмущений становится невязкая неустойчивость.

Полученные результаты позволяют определить место возникновения колебаний с частотой $f_0 = 1,94$ кГц, обнаруженных в эксперименте в сечении $X = 0,52$, и проследить закономерности их развития в области, недоступной для экспериментального наблюдения (выше по потоку до $X = 0,52$). Расчетные значения частоты f_m максимально усиливающихся колебаний в зависимости от координаты X показаны на рис. 2, в (кривая 1) в сравнении с экспериментальным значением f_0 (точка \square). Здесь же нанесены расчетные (кривая 2) и экспериментальные (кривая 3) данные скорости пространственного нарастания $(-\alpha_i)_0$ возмущений на частоте f_0 .

На графиках видно, что в начале области торможения потока (вблизи $X = 0,3$) в пограничном слое появляются усиливающиеся колебания с центральной частотой, равной $f_m = 1,8 \div 1,9$ кГц, т. е. соответствующей величине f_0 . Ниже по потоку частота f_0 находится вне области усиления, т. е. в стабилизирующих условиях, и скорость ее нарастания $(-\alpha_i)_0 < 0$. Еще ниже по потоку, в сечении $X = 0,52$ с широким диапазоном неустойчивых частот и достаточно пологим максимумом на зависимости $\alpha_i(f)$, колебания с частотой f_0 попадают в область с большими значениями скорости нарастания $(-\alpha_i)_0 > 0$ и быстро увеличиваются. Можно отметить хорошее качественное согласование в поведении расчетной и экспериментальной зависимостей $(-\alpha_i)_0$ от X .

Таким образом, частота пика $f_0 = 1,94$ кГц, впервые наблюдаемая на частотных спектрах при $X = 0,52$, оказывается близкой к расчетной максимально усиливающейся частоте $f_m = 1,8 \div 1,9$ кГц для сечения намного выше по потоку в области начала неблагоприятного градиента давления ($X = 0,3$).

Кроме того, расчеты показали, что в области вязкой неустойчивости существует за-

висимость длины волны λ максимально усиливающихся возмущений, возникающих в данном сечении, от местной толщины пограничного слоя δ , описываемая предложенной в [2] приближенной формулой $\lambda = 2\pi\delta$.

Выводы. Проведен расчет устойчивости ламинарного пограничного слоя, основанный на измеренных профилях средней скорости на модели крыла. Определены характеристики развития возмущений в пограничном слое на ранней стадии развития, недоступной для экспериментального наблюдения. Показано, что неустойчивые колебания появляются впервые в начале области с положительным градиентом давления. Вниз по потоку происходит расширение области неустойчивых частот, однако безразмерная максимально усиливающаяся частота колебаний ω_m и соответствующие числа Струхала меняются мало до тех пор, пока скорость в точке перегиба меньше скорости распространения возмущений. В этой области даже при наличии точки перегиба на профилях средней скорости реализуется преимущественно вязкая неустойчивость. Ниже по потоку, после того как скорость в точке перегиба возрастет до величины скорости распространения возмущений, определяющим механизмом развития возмущений становится невязкая неустойчивость и происходит быстрое увеличение амплитуды пульсаций.

Центральная частота f_0 волнового пакета, наблюдаемого на частотных спектрах в предотрывном течении, определяется характеристиками пограничного слоя в сечении выше по потоку, а именно областью начала неблагоприятного градиента давления.

Отмечено хорошее качественное согласование в изменении вдоль хорды скорости нарастания возмущений $(-\alpha_i)_0$ с частотой f_0 , полученной в расчете и наблюдаемой в эксперименте.

Авторы выражают благодарность А. Nanifi из Королевского технологического института (Стокгольм, Швеция) за любезно предоставленную программу расчета устойчивости дозвукового двумерного пограничного слоя [10]. Нами проведена адаптация программы и внесены изменения, позволяющие, в частности, рассчитывать устойчивость экспериментально измеренных профилей средней скорости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-15-96310 и 97-01-00821).

ЛИТЕРАТУРА

1. Занин Б. Ю., Козлов В. В. Натурные исследования структуры пограничного слоя // Учен. зап. ЦАГИ. 1983. Т. 14, № 6. С. 109–112.
2. Занин Б. Ю. О параметрах волн неустойчивости в пограничном слое // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53, № 4. С. 624–629.
3. Бойко А. В., Довгаль А. В., Козлов В. В. Нелинейные взаимодействия возмущений при переходе к турбулентности в зоне отрыва ламинарного пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1988. № 18, вып. 5. С. 44–49.
4. Leblanc P., Blackwelder R., Liebeck R. Experimental results of laminar separation on two airfoils at low Reynolds numbers // Rep. on 29th Aerospace Sci. Meeting. Reno, USA, 1991. P. 1–14.
5. Галкин В. М., Занин Б. Ю., Купарев В. А. Расчет параметров волн неустойчивости в предотрывной области // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 2. С. 25–28.
6. Muti Lin J. C., Pauly L. L. Low-Reynolds-number separation on an airfoil // AIAA J. 1996. V. 34, N 8. P. 1570–1577.
7. Monkewitz P. A., Huerre P. The influence of the velocity ratio on the spatial instability of mixing layers // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1137–1143.

8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
9. Dikovskaya N. D., Zanin B. Yu. Verification of the stability calculation of the boundary layer flow on the wing profile // Proc. 8th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research. Novosibirsk, 1996. Pt 2. P. 58-63.
10. Hanifi A. Stability characteristics of the supersonic boundary layer on a yawed cone // Licentiate Thesis, TRITA-MEK. Techn. Rep. Stockholm: Royal Inst. of Technol., 1993. N 6.

Поступила в редакцию 18/IV 1997 г.
