

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА СКОЛЬЗЯЩЕМ КРЫЛЕ

УДК 532.526

В. Я. Левченко, В. А. Щербаков

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Развитие стационарных вихрей в трехмерном пограничном слое впервые было зафиксировано в экспериментах [1]. Дж. Стюарт в [2] дал теоретическое обоснование этому явлению, построив линейную теорию устойчивости пространственного пограничного слоя. Канонический пространственный пограничный слой образуется, в частности, при обтекании так называемого скользящего крыла, т. е. стреловидного крыла бесконечного размаха.

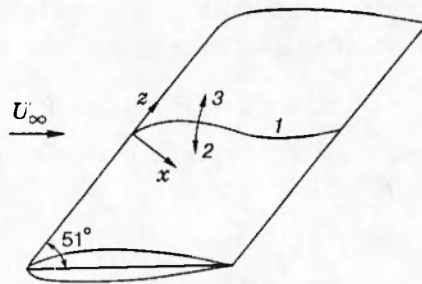


Рис. 1

Схема обтекания крылового профиля под углом скольжения представлена на рис. 1, где 1 — линия тока потенциального течения. В зонах отрицательных продольных градиентов давления (разгона потока) в передней части обтекаемого профиля и положительных при приближении к задней кромке профиля линия тока криволинейна, и центробежные силы уравниваются соответствующими градиентами давления в направлении вогнутости линии тока. В пограничном слое эти градиенты сохраняются, в то время как центробежные силы уменьшаются при приближении к стенке из-за вязкого торможения потока, вследствие чего в пограничном слое возникают вторичные течения перпендикулярно потенциальной линии тока в сторону ее вогнутости (направление 2 на рис. 1). Профиль скорости в этом направлении при нулевых значениях на стенке и вне пограничного слоя имеет точку перегиба и, согласно линейной теории, очень неустойчив. Расчеты, проведенные в [2], а также в других работах, показали, что наиболее неустойчивыми возмущениями являются волны нулевой частоты, т. е. стационарные вихри, оси которых в случае скользящих крыльев направлены примерно вдоль потенциальной линии тока. В последнее десятилетие проведено большое количество теоретических и экспериментальных исследований развития и свойств стационарных вихрей, обусловленных неустойчивостью вторичных течений [3–6].

Значительно меньшее внимание уделено бегущим волнам, также развивающимся из-за неустойчивости вторичных течений. Вплоть до самых последних лет экспериментальный материал был представлен лишь группой исследователей DLR (Германия) [7–10]. Эксперименты проводились в так называемых «естественных» условиях, т. е. в условиях работы аэродинамической трубы без искусственного (контролируемого) возбуждения волн. Были выявлены некоторые качественные особенности перехода к турбулентности, в частности, определена относительная роль стационарных вихрей и бегущих волн в зависимости от степени турбулентности набегающего потока, выявлено периодическое изменение ампли-

Увеличить масштаб!

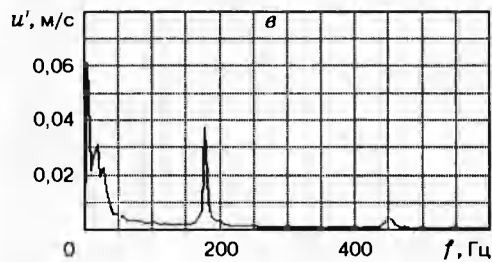
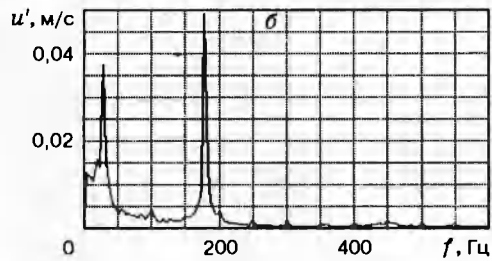
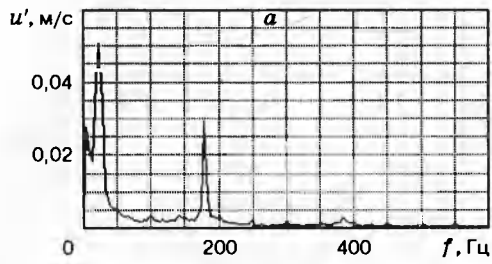


Рис. 2

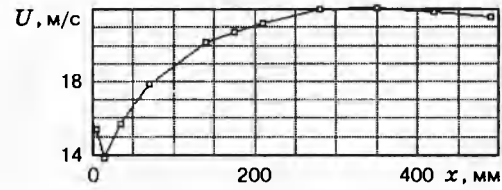
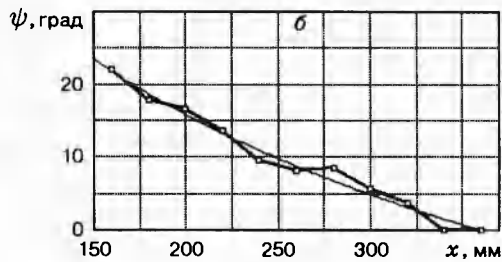
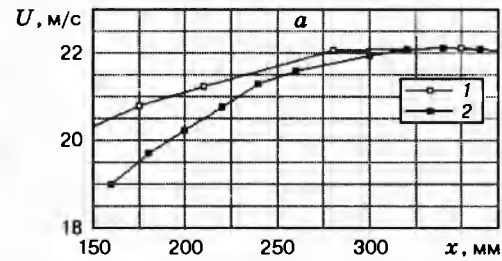


Рис. 3



Увеличить масштаб!

Рис. 4

туды бегущих волн в направлении размаха и др. Однако в условиях этих экспериментов практически с самого начала фиксации волн неустойчивости проявлялись нелинейные эффекты, и скорости нарастания обоих видов волн неустойчивости существенно отличались от предсказываемых линейной теорией.

Эксперименты последних лет [11–14] также проводились в «естественных» условиях, за исключением [15], с использованием различных методов измерений. Поэтому результаты экспериментов в одних позициях согласуются, а в других находятся в противоречии. Следует отметить факт существования еще одного типа бегущих волн, обусловленных вторичной неустойчивостью стационарных вихрей, частоты которых на порядок выше частот бегущих волн неустойчивости вторичного течения [12–14]. Их развитие начинается вблизи внешней границы пограничного слоя, в то время как волны первичной неустойчивости генерируются вблизи поверхности.

Таким образом, в настоящее время идет сбор экспериментальной информации, недостаток которой не позволяет с достаточной степенью уверенности использовать тот или иной метод расчета месторасположения перехода к турбулентности в трехмерных пограничных слоях [16].

Данная работа посвящена получению дополнительной экспериментальной информации. Ее отличие от предшествующих заключается в искусственном возбуждении бегущих волн заданной частоты, но нелокализованно, как в [15].

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН. Модель скользящего крыла имела хорду длиной 700 мм (в направлении оси x на рис. 1), размах в направлении оси z 1120 мм, максимальную толщину профиля 15 % и угол стреловидности передней кромки 39° . Модель монтировалась вертикально в

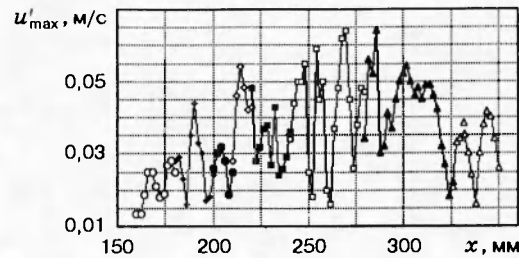


Рис. 5

рабочей части трубы. Измерения проводились с помощью термоанемометра DISA 55M01. Датчик термоанемометра был ориентирован параллельно передней кромке. Сигналы с термоанемометра передавались в персональный компьютер Macintosh Classic II для последующей обработки. Все данные определялись в процессе эксперимента по 10 реализациям. Измерения велись через окно в боковой стенке рабочей части трубы диаметром 400 мм. Область основных измерений лежала в диапазоне $160 \leq x \leq 360$ мм.

Распределение давления вдоль хорды измерялось стандартным образом через отверстия, расположенные на расстоянии 10 мм от сечения основных измерений вдоль оси x . Измерения в трансверсальном направлении (вдоль оси z) проводились в сечении $x = 275$ мм. Бегущие волны фиксированной частоты в пограничном слое возбуждались с помощью громкоговорителя, расположенного вниз по потоку от месторасположения модели.

Для проведения измерений был подобран экспериментальный режим, в котором развитие как естественно генерируемых, так и возбужденных искусственно бегущих волн происходило в линейной области. На рис. 2 представлены спектры, измеренные в характерных точках внутри пограничного слоя в начале области измерений (a), в ее середине (b) и в конце ($в$). По оси абсцисс отложены частоты возмущений f , по оси ординат — их среднеквадратичные значения u' . Измерения u' проводились с фильтрацией сигналов в полосе 4 Гц. Скорость набегающего потока 20,2 м/с, угол атаки модели $\approx -10^\circ$. В этих условиях естественно выделяющийся волновой пакет, как видно из рис. 2, имел центральную частоту ≈ 30 Гц. Частота возбуждаемой волны, лежащая ниже частотного диапазона волн вторичной неустойчивости, равна 178 Гц, что достаточно далеко от частотного диапазона естественного пакета волн во избежание усиления его амплитуды до нелинейного уровня. Из рис. 2 видно, что как естественный пакет волн, так и возбужденная волна имели достаточно низкие амплитуды, исключая их комбинационное взаимодействие. Амплитуда возбужденной волны несколько нарастает в середине области измерений и затухает в ее конце, что типично при прохождении кривой нейтральной устойчивости линейной теории. Изменение амплитуды звука в 2 раза привело к изменению амплитуды волны тоже в 2 раза, что также указывает на линейность процесса. На остальных рисунках данные по характеристикам возмущений приводятся для частоты 178 Гц. Измерения средних и пульсационных скоростей велись в направлении x с шагом 2 мм, а в направлении z — с шагом 1 мм.

На рис. 3 представлено распределение скорости потенциального течения вдоль хорды крыла, рассчитанное по измеренному распределению давления. Видно, что область основных измерений находилась под воздействием отрицательных градиентов давления, за исключением последних $50 \div 60$ мм.

На рис. 4, a показаны распределения скоростей вне пограничного слоя в области измерений, полученные из распределения давления (точки 1) и из термоанемометрических измерений (точки 2). Точки 1 — значения скоростей, направленных вдоль линии тока потенциального течения, а 2 — составляющие векторов скорости в направлении набегающего потока U_∞ . Изменение угла наклона линии тока ψ к направлению U_∞ в области измерений дано на рис. 4, b . Ошибка в определении скоростей в 0,1 м/с дает ошибку в

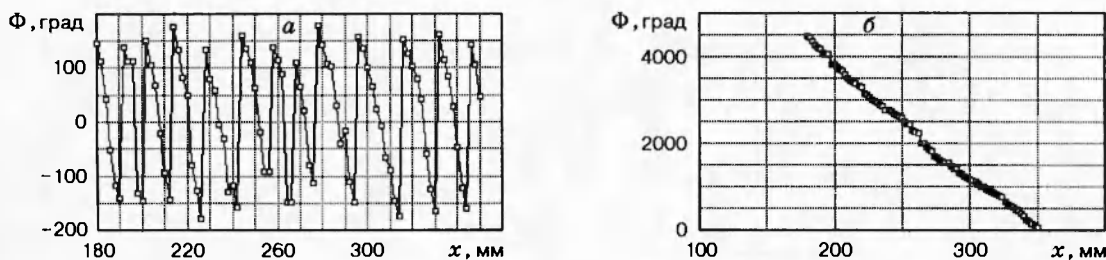


Рис. 6

определении ψ , равную $\sim 5^\circ$.

На рис. 5 и 6 представлены распределения амплитуд u'_{\max} и фаз Φ возмущений (u'_{\max} — максимальные значения u' в профилях $u'(y)$, где y — расстояние от поверхности модели). Из рис. 5 и 6,а видна периодичность поля возмущений, связанная с существованием стационарных вихрей, так как измерения велись с пересечением системы этих вихрей.

Схематически пара соседних вихрей, обусловленных неустойчивостью вторичных течений, изображена на рис. 7. Стрелками указаны направления вращения вихрей и распределения вертикальных составляющих средних скоростей. В областях, где высокоскоростная жидкость из внешней части пограничного слоя проникает во внутреннюю, течение более устойчиво, чем в областях, где заторможенная у поверхности жидкость выносится во внешние слои. Этим определяется наличие максимумов и минимумов в распределении $u'(x)$ на рис. 5.

Следует отметить, что различные точки отражают результаты, полученные в разное время суток и в разные дни, что указывает на хорошую повторяемость экспериментов. Очевидно, область генерации как стационарных вихрей, так и бегущих волн находится в окрестности начала измерений. Величины u'_{\max} в минимальных точках практически равны уровню внешних возмущений ($u' = 0,12 \div 0,14$ м/с, $u'/U_\infty \approx 0,06$ %), представляющих собой звуковые волны. Как известно, генерируемые в неконтролируемых условиях на естественной шероховатости поверхности стационарные вихри в начале развития при заметной периодичности неравномерны по интенсивности. Очевидно, этим объясняется разброс точек максимумов (и других сходственных точек) в окрестности $x = 200$ мм на рис. 5. По мере развития интенсивности вихрей стремятся выравняться, и это отражается в соответствующем поведении амплитуд бегущих волн в области $x \approx 250$ мм. Общая тенденция поведения $u'_{\max}(x)$ характерна для развития волны в области неустойчивости и прохождения второй ветви кривой нейтральной устойчивости линейной теории. Оценка длины волны λ_x , сделанная по 20 точкам рис. 5 и 23 точкам рис. 6,а, дала очень близкие результаты (разница 0,5 мм), ее среднее значение 13,5 мм. На рис. 6,б приведены данные рис. 6,а с прибавлением 360° после каждого скачка фаз. Оба рисунка показывают, что x -компонента фазовой скорости волны c_x направлена к передней кромке.

На рис. 8 представлено распределение средней скорости в трансверсальном направлении z , измеренное на постоянном расстоянии от поверхности. Как видно, при движении по линии $y = \text{const}$ можно заметить периодичность течения, но имеется разброс в значениях

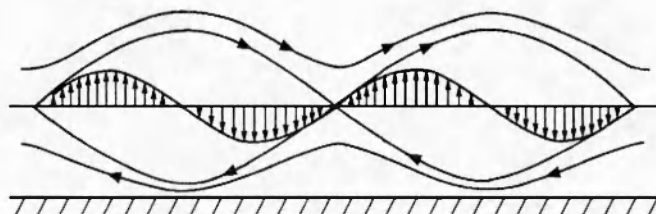


Рис. 7

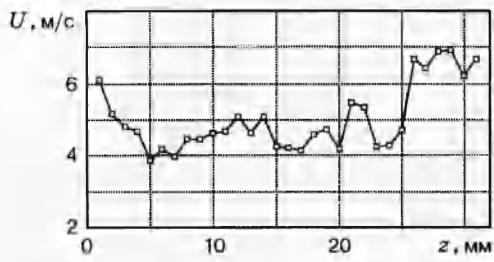


Рис. 8

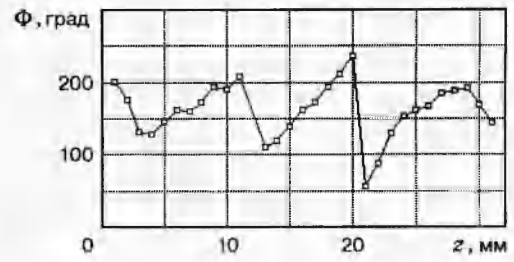


Рис. 12

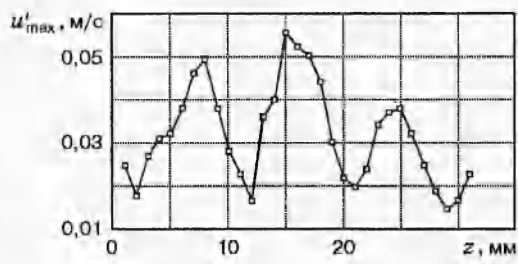


Рис. 9

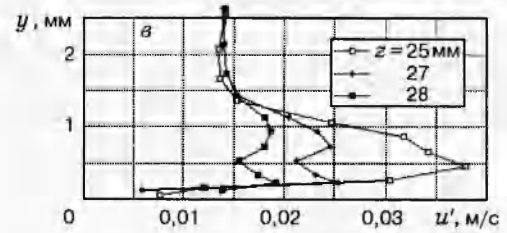
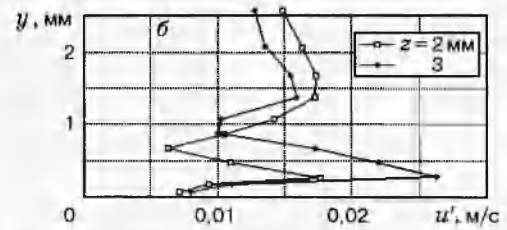
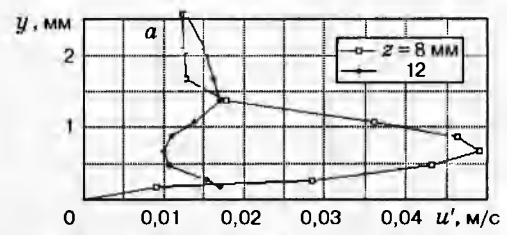


Рис. 13

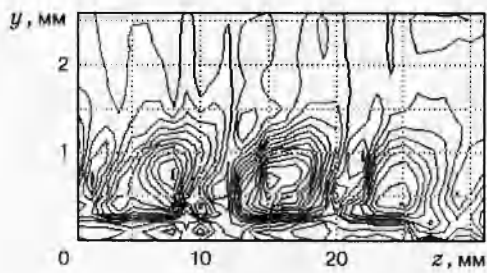


Рис. 10

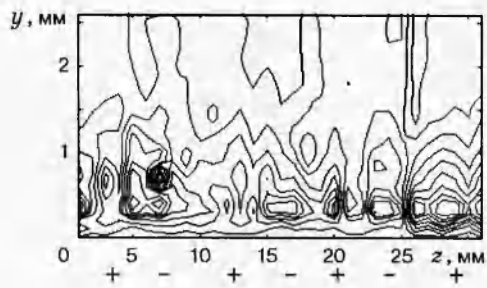


Рис. 11

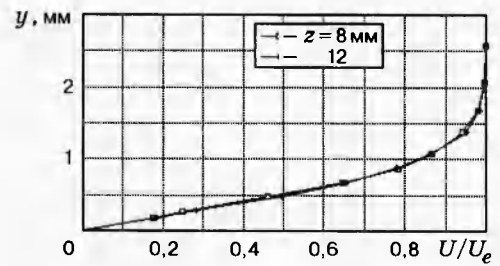


Рис. 14

дефектов скорости, что отмечалось выше. На рис. 9 приведено z -распределение максимальных значений амплитуд пульсаций, взятых из измеренных профилей $u'(y)$. На рис. 10, 11 представлены линии равных амплитуд возмущений и дефектов средних скоростей соответственно, дающие общую вихревую структуру пограничного слоя. Периодичность как среднего течения, так и поля возмущений ярко выражена. На рис. 11 знак плюс означает движение жидкости к поверхности, а минус — от поверхности. Максимальные значения дефекта средней скорости в области (+) отвечают минимальным значениям максимальных амплитуд возмущений на рис. 9, а в области (–) — максимальным значениям u'_{\max} .

На рис. 12 показано изменение фазы возмущения в трансверсальном направлении. Видно, что соответствующая составляющая фазовой скорости c_z направлена в сторону положительных z . Оценка длины волны λ_z по рис. 9 и 12 равна $\approx 9,1$ мм. Так как λ_x и λ_z — составляющие длины волны возмущения с частотой 178 Гц, соответствующие составляющие фазовой скорости c_x и c_z равны 2,4 и 1,65 м/с. В [11] направление волнового вектора \mathbf{k} определялось как направление, перпендикулярное прямой, соединяющей концы векторов c_k , представляющих компоненты вектора \mathbf{c} в различных направлениях по отношению к потенциальной линии тока. Очевидно, для такой процедуры достаточно двух направлений. Следуя этой процедуре, с использованием данных, представленных на рис. 4, можно оценить, что волна в условиях данных экспериментов распространяется под углом 78° к потенциальной линии тока в направлении, противоположном направлению вторичного течения (направление 3 на рис. 1). В экспериментах, проведенных в естественных условиях [11, 13], наиболее неустойчивые возмущения, определенные различными методами, распространялись примерно под углом 90° к потенциальной линии тока. В данном случае возбужденная волна имела частоту, отличную от частот естественно выделяющегося пакета волн (см. рис. 2). В [15] найдено, что направление распространения волны сильно зависит от частоты. Фазовая скорость c составила 1,17 м/с (или $c/U_\infty \approx 0,06$). Можно сравнить этот результат с результатами других авторов: в [14] $c/U_\infty \approx 0,07$, в [11] $c/U_\infty \approx 0,04 \div 0,07$.

На рис. 13 приведены характерные профили амплитуд возмущений. На рис. 13,а представлены профили $u'(y)$ в соседних максимально неустойчивом и устойчивом сечениях (см. рис. 9 и 11). Профиль $u'(y)$ при $z = 8$ мм имеет характерный вид для профиля возмущения бегущих волн неустойчивости вторичного течения [15, 16], а при $z = 12$ мм — своеобразный вид с двумя максимумами. Поведение $u'(y)$ во внешней части пограничного слоя характерно для усиления акустической волны (слой Стокса) с ее последующим вязким затуханием. Но во внутренней части пограничного слоя начинается генерация волн неустойчивости вторичного течения с максимальной амплитудой вблизи стенки.

Профили средних скоростей на рис. 14 дают представление о толщине пограничного слоя и о расположении максимумов $u'(y)$ по сечению пограничного слоя. На рис. 13,б приведены профили при движении от устойчивой области (+) к неустойчивой (–), а на рис. 13,в — от неустойчивой (–) к устойчивой (+); при этом характерный вид профилей сохраняется. При движении от области (+) к области (–) (при перемещении от сечения $z = 2$ мм к сечению $z = 3$ мм) влияние генерируемой волны распространяется от расстояния $y \approx 0,65$ мм до $y \approx 1$ мм. При движении от неустойчивой области (–) к устойчивой (+) (от $z = 25$ мм к $z = 28$ мм) имеет место усиливающаяся роль акустической волны со сдвигом первого максимума в сторону увеличения расстояния от поверхности.

Таким образом, получен экспериментальный материал по структуре пространственного пограничного слоя на модели скользящего крыла в условиях естественной генерации и развития стационарных вихрей при искусственном возбуждении и последующем линейном развитии бегущих волн неустойчивости вторичного течения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01778).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gray W. E.** The nature of the boundary-layer flow at the nose of a swept wing // RAE TM Aero255. Farnborough, 1952.
2. **Gregory N., Stuart J. T., Walker W. S.** On the stability of three-dimensional boundary layers with application to flow due to a rotating disk // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1955. V. A248. P. 155–199.
3. **Laminar-Turbulent Transition** / V. V. Kozlov (Ed.). Berlin: Springer-Verl., 1985.
4. **Laminar-Turbulent Transition** / D. Arnal, R. Michel (Eds). Berlin: Springer-Verl., 1990.
5. **Laminar-Turbulent Transition** / R. Kobayashi (Ed.). Berlin: Springer-Verl., 1995.
6. **Reed H. L., Saric W. S.** Stability of three-dimensional boundary layers // Ann. Rev. Fluid Mech. 1989. V. 21. P. 235–284.
7. **Bippes H., Nitsche-Kowsky P.** Experimental Study of Instability Modes in a Three-Dimensional Boundary Layer. N. Y., 1987 (Paper / AIAA; N 87-1335).
8. **Müller B., Bippes H.** Experimental study of instability modes in a three-dimensional boundary layer // Proc. Symp. on Fluid Dynamics of Three-Dimensional Shear Flows and Transition. Chesme, Turkey, October 3–6, 1988.
9. **Müller B.** Experimental study of travelling waves in a three-dimensional boundary layer // Laminar-Turbulent Transition / D. Arnal, R. Michel (Eds). Berlin: Springer-Verl., 1990. P. 489–498.
10. **Bippes H.** Experiments on transition in three-dimensional accelerated boundary layer flows. Invited paper // Int. Conf. on Boundary-Layer Transition and Control. Cambridge, UK, April 8–12, 1991.
11. **Deyhle H., Hohler G., Bippes H.** Experimental investigations of instability waves propagation in a three-dimensional boundary layer // AIAA J. 1993. V. 31, N 4. P. 637.
12. **Kohama Y., Saric W. S., Hoos J. A.** A high frequency, secondary instability of crossflow vortices that leads to transition // Boundary-Layer Transition and Control. Cambridge: Royal Aeronautical Society, 1991. P. 4.1–4.13.
13. **Kohama Y., Motegi D.** Travelling disturbance appearing in boundary-layer transition in a yawed cylinder // Experimental Therapy and Fluid Science. 1994. V. 8, N 4. P. 273–278.
14. **Kohama Y., Kodashima Y., Watanabe H.** Randomization process in crossflow instability dominant three-dimensional boundary-layer transitions // Laminar-Turbulent Transition / R. Kobayashi (Ed.). Berlin: Springer-Verl., 1995. P. 455–462.
15. **Гапоненко В. Р., Иванов А. В., Качанов Ю. С.** Экспериментальное исследование устойчивости пограничного слоя скользящего крыла по отношению к нестационарным возмущениям // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 4. С. 333–359.
16. **Arnal D., Gasalis G., Juillen J. C.** A survey of the transition prediction methods: from analytical criteria to PSE and DNS // Laminar-Turbulent Transition / R. Kobayashi (Ed.). Berlin: Springer-Verl., 1995. P. 3–14.
17. **Levchenko V. Ya., Scherbakov V. A.** On 3-D boundary layer receptivity // Ibid. P. 525–532.

Поступила в редакцию 26/II 1996 г.
