

УДК 532.526

СТАЦИОНАРНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА СКОЛЬЗЯЩЕМ КРЫЛЕ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ СТЕПЕНИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

А. П. Брыляков, Г. М. Жаркова, Б. Ю. Занин,
В. Н. Коврижина, Д. С. Сбоев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты исследования обтекания наветренной стороны модели скользящего крыла турбулизированным потоком. Обнаружено возникновение в пограничном слое стационарных возмущений в виде продольных структур. Установлено, что наибольшее влияние на образование этих возмущений оказывает кривизна линий тока внешнего течения. Вторичное течение в пограничном слое приводит к увеличению характерного масштаба возмущений по трансверсальной координате по сравнению со случаем обтекания модели с нулевым углом скольжения.

Ключевые слова: визуализация течения, трехмерный пограничный слой, продольные структуры.

Введение. Задачи обтекания крыла турбулентным потоком представляют интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Во многих инженерных приложениях важную роль играют эффекты, вызванные поперечным течением. Пограничный слой в таких условиях является одним из типичных примеров трехмерного пограничного слоя. Как известно, трехмерные пограничные слои подвержены неустойчивости нескольких типов. Наиболее характерной является неустойчивость вторичного (поперечного) течения [1]. На начальном участке скользящего крыла при небольших углах атаки именно эта неустойчивость в большинстве случаев играет определяющую роль, поскольку неустойчивость Толлмина — Шлихтинга подавляется благоприятным градиентом давления, а отрывные явления наблюдаются редко. Чаще всего неустойчивость поперечного течения приводит к формированию вблизи передней кромки крыла системы продольных вихрей, ориентированных, как правило, вдоль линий тока внешнего потока. Появление данных вихрей может быть связано с воздействием на течение неровностей поверхности и внешней турбулентности.

Влияние турбулентности внешнего потока на развитие возмущений в трехмерном пограничном слое подробно исследовано в работе [2], где установлено, что наиболее существенным механизмом является генерация внешней турбулентностью нестационарных возмущений поперечного течения, в то время как возбуждение стационарных вихрей пространственными неоднородностями набегающего потока, создаваемыми турбулизаторными сетками, либо неоднородностями с длиной волны порядка толщины модели достаточно

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 01-01-00828, 02-01-00006), Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № НШ-964.2003.1) и Международного фонда INTAS (код проекта 00-00232).

слабое. Этот вывод подтверждается данными теоретического исследования [3]. В то же время оказалось, что на стационарные моды влияет общий уровень турбулентности набегающего потока. В частности, из результатов [2] следует, что амплитуда вихрей в начальном сечении возрастает при повышении уровня турбулентности, однако сами вихри становятся затухающими.

Наряду с неустойчивостью поперечного течения вблизи передней кромки скользящего крыла возможны и другие механизмы возбуждения возмущений в пограничном слое, обусловленные сильным искривлением линий тока в этой области: неустойчивость типа гертлеровской вблизи линии торможения потока [4] или механизм растяжения и усиления завихренности внешнего потока на искривленных линиях тока, впервые рассмотренный в [5]. Следует отметить, что данные [4] по гертлеровской неустойчивости течения вблизи передней критической точки проанализированы в [6], где показано, что это течение устойчиво к бесконечно малым возмущениям. Нелинейная теория [5], в свою очередь, нашла подтверждение в экспериментах [7].

Появление стационарных продольных вихревых структур в двумерных пограничных слоях на наветренной стороне прямых крыльев при больших углах атаки и высокой внешней турбулентности зафиксировано в [8–10]. Результаты этих работ показывают, что возникновение вихревых структур обусловлено сильным искривлением линий тока вблизи передней критической точки. Цель данной работы, являющейся продолжением работ [8–10], — изучение влияния угла скольжения модели на стационарные вихревые возмущения.

1. Условия эксперимента и методика исследований. Эксперименты проведены в аэродинамической трубе МТ-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН с открытой рабочей частью и выходным соплом квадратного сечения размером 200×200 мм. Степень турбулентности потока 0,4 %. Исследования проведены как при данном уровне турбулентности, так и при уровне 1 %, достигаемом при размещении в сопле перед рабочей частью турбулизирующей сетки. Сетка изготовлена из проволоки диаметром 0,3 мм, размер ячейки 2,4 мм. Сетка устанавливалась на расстоянии 292 мм от передней кромки модели, измеряемом вдоль центральной линии рабочей части.

Изучалось обтекание наветренной поверхности модели крыла, имеющей симметричный профиль с максимальной относительной толщиной 16 %, хордой $C = 228$ мм и размахом в перпендикулярном набегающему потоку направлении 150 мм. Плоские сменные концевые шайбы деревянной модели устанавливались для уменьшения краевых эффектов. Модель могла быть установлена в рабочей части трубы под различными углами атаки α и скольжения φ . Скорость набегающего потока $U_\infty = 11,5$ м/с. Число Рейнольдса, вычисленное по хорде модели, $Re_C = 1,52 \cdot 10^5$. В работе принята следующая система координат: ось X направлена вниз по потоку перпендикулярно передней кромке модели, ось Z — параллельно ей, начало координат расположено на передней кромке (рис. 1).

Для визуализации и измерения поля температур на поверхности крыла использовался метод жидкокристаллической термографии [8–11]. Поверхность модели была покрыта тонкой (толщиной $20 \div 25$ мкм) полимерно-жидкокристаллической пленкой, изменявшей цвет от красного к синему при повышении температуры (в интервале температур селективного отражения $31,0 \div 35,5$ °С). В ходе экспериментов для создания необходимых для визуализации и измерения температуры граничных условий на поверхности модели использовался радиационный подогрев, обеспечивающий выполнение граничного условия второго рода (постоянная плотность теплового потока). Цветовая картина на поверхности модели фиксировалась на видеокамеру. Исходный сигнал раскладывался в цветовой ряд RGB (базовые цвета: красный, зеленый, синий) и вводился в компьютер. Затем сигнал преобразовывался в более удобный для последующего анализа формат HIS (цветовой тон, насыщенность,

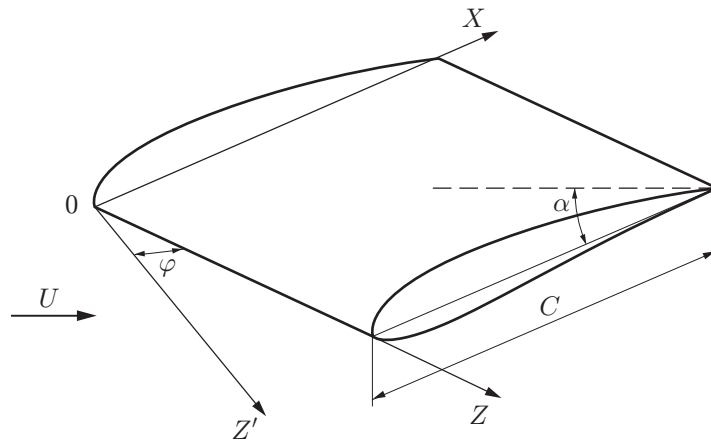


Рис. 1. Схема модели и система координат

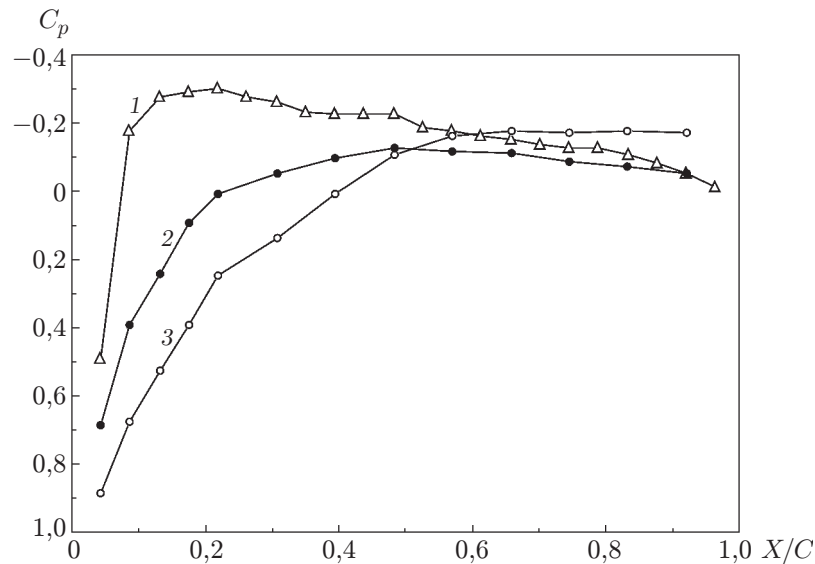


Рис. 2. Распределение давления на поверхности модели при ее обтекании высокотурбулентным потоком ($\varphi = 15^\circ$):
 1 — $\alpha = 0^\circ$; 2 — $\alpha = 15^\circ$; 3 — $\alpha = 27^\circ$

интенсивность). Цветовые распределения пересчитывались в поля температур с использованием калибровочной зависимости цветового тона от температуры, которая обеспечивала точность до $0,1^\circ\text{C}$. Видеозапись со скоростью 25 кадр/с позволяла получить информацию о полях температур, осредненных в течение 40 мс. Интерпретация результатов основана на том, что в областях с повышенной теплоотдачей температура ниже, чем в областях с низкой теплоотдачей. Справедливость этого утверждения проверена в [10] сравнением полей температур и средней скорости в пограничном слое, измеренной термоанемометром.

2. Результаты. На рис. 2 представлены распределения коэффициента давления $C_p = 2(P - P_\infty)/(\rho U_\infty^2)$ на модели при ее обтекании высокотурбулентным потоком. При $X/C \leq 0,2$ и $\alpha = 15, 27^\circ$ отрицательный градиент давления примерно одинаков. Далее вниз по потоку при $\alpha = 15^\circ$ благоприятный градиент давления значительно уменьшается, и при $X/C > 0,5$ наблюдается небольшой положительный градиент. При $\alpha = 27^\circ$ градиент давления отрицательный на всей поверхности модели, и в области $X/C = 0,2 \div 0,5$ его

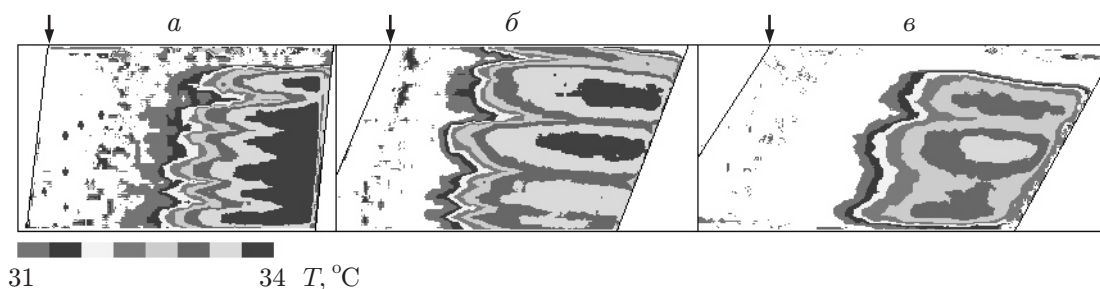


Рис. 3. Поля температур поверхности на наветренной стороне модели при $\alpha = 27^\circ$:
 а — $\varphi = 0^\circ$; б — $\varphi = 15^\circ$; в — $\varphi = 30^\circ$; стрелки — положение передней кромки

значение больше, чем при $\alpha = 15^\circ$. Распределение давления на модели, установленной под нулевым углом атаки, и визуализация течения показали, что в этом случае наблюдался отрывной пузырь при $X/C = 0,35 \div 0,50$.

При визуализации обтекания модели малотурбулентным потоком поля температур поверхности модели оставались сравнительно однородными (за исключением области вблизи углов) в трансверсальном направлении для всех исследованных комбинаций углов атаки и скольжения, т. е. характерных для неустойчивости поперечного течения продольных структур в этом случае не наблюдалось. Это свидетельствует о том, что в данном случае неустойчивость проявляется слабо. В [12] на основе визуализации течения на скользящем цилиндре методом масляной пленки показано, что продольные структуры появляются при числе Рейнольдса поперечного течения, большем 220, что требует больших, чем в данном случае, значений U_∞ и φ . Например, в [13] стационарные вихри, возникшие вследствие неустойчивости поперечного течения на скользящем цилиндре диаметром 300 мм, удалось зафиксировать методом жидкокристаллической термографии только при $\varphi > 40^\circ$, при этом скорость набегающего потока составляла 40 м/с. В настоящей работе исследованы режимы при $\varphi \leq 30^\circ$, значительно меньших значениях U_∞ и радиуса закругления передней кромки и соответственно меньших числах Рейнольдса поперечного течения. Таким образом, при обтекании данной модели малотурбулентным потоком неустойчивость поперечного течения оказывает слабое влияние на картины визуализации, что согласуется с результатами более ранних исследований.

На рис. 3 показаны поля температур стенки для одного из вариантов установки модели при ее обтекании турбулизированным потоком. Аналогичные результаты получены и для других исследованных режимов. В отличие от рассмотренного ранее случая обтекания малотурбулентным потоком в данном случае наблюдается модуляция температуры в виде локализованных по трансверсальной координате и вытянутых в продольном направлении областей с повышенной и пониженной температурой. Поскольку в несжимаемой жидкости теплообмен полностью определяется полем скорости, можно утверждать, что в обтекающей модель потоке существуют продольные структуры. Характерным является тот факт, что данные структуры лучше видны на задней части модели. Наиболее четко продольные структуры видны в экспериментах при больших углах атаки.

Из рис. 3 следует, что амплитуда модуляции температуры возрастает вниз по потоку, выходя на стадию насыщения. Длина волны по трансверсальной координате остается постоянной, при этом структуры ориентированы вдоль вектора скорости внешнего потока, который, в свою очередь, вдали от передней кромки почти параллелен вектору скорости набегающего потока вследствие малого размаха модели и наличия концевых шайб. При этом амплитуда и длина волны зависят от φ и α . Путем цифровой обработки изображений эти характеристики возмущений можно корректно оценить с помощью преобразования Фурье.

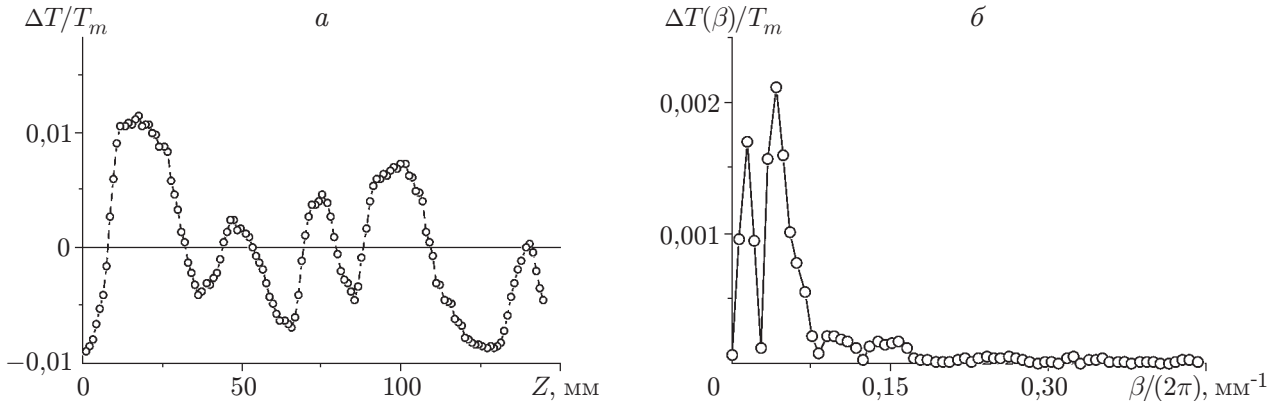


Рис. 4. Распределение вариации температуры стенки при $\alpha = 15^\circ$, $\varphi = 15^\circ$, $X/C = 0,5$ (а) и соответствующий ему спектр (б)

На рис. 4,а для одного из исследованных режимов приведено распределение вариации температуры стенки $\Delta T = T(Z) - T_m$ (T_m — средняя по размаху температура). Такое распределение является типичным для полученных в работе. Это и аналогичные ему распределения были подвергнуты преобразованию Фурье по трансверсальной координате:

$$\frac{\Delta T(\beta)}{T_m} = \frac{1}{T_m Z_0} \left| \int_0^{Z_0} W(Z) \Delta T(Z) \exp(-i\beta Z) dZ \right|^{1/2}.$$

Здесь β — трансверсальное волновое число; $W(Z)$ — весовая функция (“окно” Кайзера — Бесселя); $Z_0 \approx 143$ мм — длина реализации (примерно постоянная во всех случаях). Соответствующий рис. 4,а спектр приведен на рис. 4,б, на котором видны два пика. Согласно термоанемометрическим измерениям [10] первый пик (вторая гармоника с периодом $Z_0/2$) возникает вследствие модуляции по Z поля средней скорости набегающего потока в рабочей части трубы МТ-324, период которой равен $50 \div 60$ мм. Вторым (наибольший по величине) пик соответствует возникающим в пограничном слое продольным структурам. На рис. 5, б показаны зависимости от α волнового числа и амплитуды, соответствующих этому пику. Волновое число обезразмерено с использованием автомодельной координаты $\eta = (\nu X/U_0)^{0,5}$ (ν — кинематическая вязкость; U_0 — местная средняя скорость внешнего потока, измеренная трубкой статического давления). Данные получены в области $X/C = 0,2 \div 0,5$.

Из рис. 5 следует, что безразмерное волновое число уменьшается с ростом угла атаки при постоянном φ , т. е. с ростом благоприятного градиента давления (см. рис. 2). Это противоречит предсказаниям линейной теории устойчивости для стационарных возмущений, согласно которым при увеличении благоприятного градиента давления нормированное таким образом волновое число наиболее неустойчивой моды незначительно возрастает [14]. Более того, длины волн по трансверсальной координате в данном эксперименте оказались равными $20 \div 30$ местным толщинам пограничного слоя δ , что существенно превышает значения $(4 \div 6)\delta$, характерные для неустойчивых стационарных возмущений поперечного течения в “естественных” условиях [2]. Тем не менее эти результаты качественно согласуются с данными теории растяжения и усиления завихренности [5], хотя в настоящее время эта теория развита только для двумерных течений. Теория [5] предсказывает существование нейтрального масштаба по трансверсальной координате, такого что возмущения меньших масштабов затухают вследствие вязкой диссипации, а усиливаться могут лишь возмущения с масштабами, большими нейтрального. Значение нейтрального масштаба

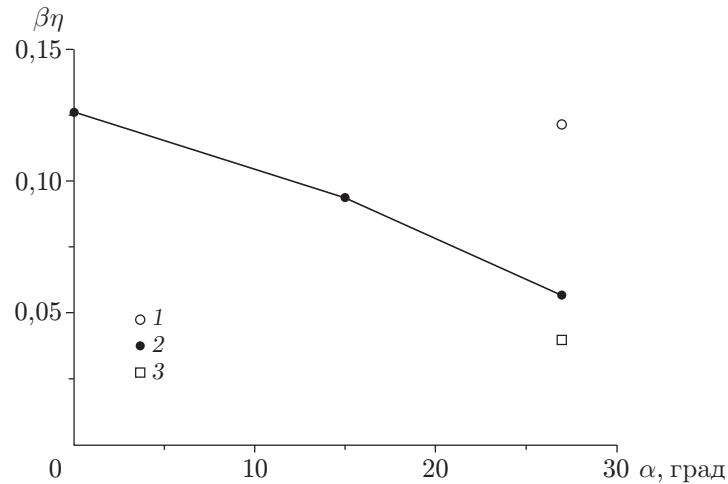


Рис. 5. Зависимость волнового числа от угла атаки:

1 — $\varphi = 0$; 2 — $\varphi = 15^\circ$; 3 — $\varphi = 27^\circ$

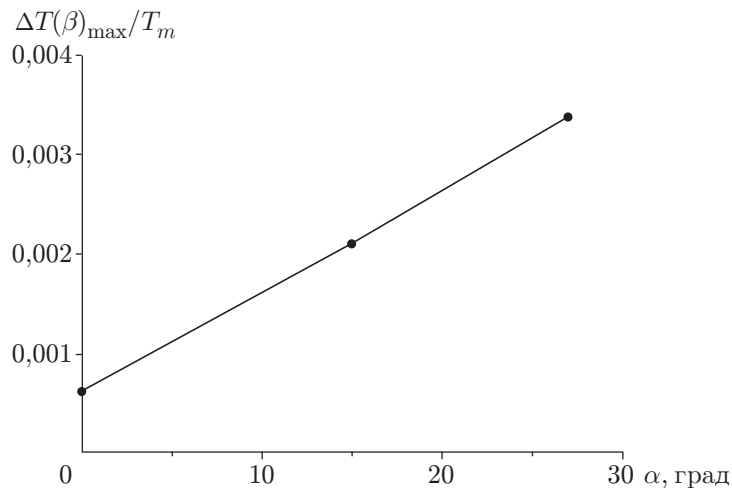


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний температуры стенки от угла атаки при $\varphi = 15^\circ$

порядка нескольких толщин пограничного слоя и зависит от свойств среднего течения, возрастая (при прочих равных условиях) с ростом кривизны линий тока. Возмущения с масштабами, большими нейтрального, усиливаются интенсивнее. Следует отметить, что для постоянного φ при увеличении α возрастают как размерные, так и безразмерные длины волн. В частности, при $\varphi = 0$ аналогичные результаты получены в [8, 9].

Из рис. 5 следует, что увеличение угла скольжения приводит к увеличению длины волны. Длина волны возрастает также в системе координат с осью Z' , перпендикулярной вектору скорости набегающего потока (см. рис. 1). Это свидетельствует о важной роли поперечного течения в процессе формирования продольных структур, поскольку над задней частью модели (т. е. в том месте, где продольные структуры лучше видны) направление скорости внешнего течения совпадает с направлением набегающего потока вследствие малого размаха модели и наличия концевых шайб. В модельном эксперименте [15, 16] такой же эффект, вызванный влиянием вторичного течения на масштаб возмущений, порожденных воздействием на пограничный слой локализованного вихря из внешнего потока, наблюдался для низкочастотных (квазистационарных) продольных структур.

Амплитуда колебаний температуры при фиксированном значении φ возрастает с ростом угла атаки (см. рис. 6) и для больших α слабо зависит от угла скольжения. Увеличение амплитуды с ростом угла атаки качественно согласуется с результатами теории растяжения завихренности.

Таким образом, результаты проведенного исследования позволяют сделать следующие выводы. На наветренной стороне скользящего крыла в условиях данного эксперимента стационарные продольные структуры возникают только при обтекании модели турбулизированным потоком. Наиболее эффективная генерация имеет место при больших углах атаки, что согласуется с результатами, полученными ранее на прямом крыле. Важную роль в образовании продольных структур может играть механизм усиления завихренности на искривленных линиях тока в обтекающей модели потоке. Влияние вторичного течения в пограничном слое проявляется в возрастании характерного масштаба структур по трансверсальной координате с ростом угла скольжения модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Reed H. L., Saric W. S.** Stability of three-dimensional boundary layers // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1989. V. 21. P. 235–284.
2. **Deyhle H., Bippes H.** Disturbance growth in an unstable three-dimensional boundary layer and its dependence on environmental conditions // *J. Fluid Mech.* 1996. V. 316. P. 73–113.
3. **Устинов М. В.** Восприимчивость пограничного слоя на скользящем крыле к стационарной неоднородности потока // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2001. № 3. С. 111–121.
4. **Kestin J., Wood R. T.** On the stability of two-dimensional stagnation flow // *J. Fluid Mech.* 1970. V. 44. P. 461–479.
5. **Sutera S. P., Maeder P. F., Kestin J.** On the sensitivity of heat transfer in the stagnation-point boundary layer to free-stream vorticity // *J. Fluid Mech.* 1963. V. 16. P. 497–520.
6. **Wilson S. D. R., Gladwell J.** The stability of two-dimensional stagnation flow to three-dimensional disturbances // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 84, pt 3. P. 517–527.
7. **Bottcher J., Wedemeyer E.** The flow downstream of screens and its influence on the flow in the stagnation region of cylindrical bodies // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 204. P. 501–522.
8. **Brylyakov A. P., Kovrizhina V. N., Zanin B. Yu., Zharkova G. M.** Spatial vortex system in the boundary layer over the windward side of wing // *Proc. of the 6th Asian symp. on visualization, Pusan, May 27–31, 2001. Pusan: BEXCO, 2001. P. 269–271.*
9. **Жаркова Г. М., Занин Б. Ю., Коврижина В. Н. и др.** Образование системы продольных вихрей на наветренной стороне крыла при повышенной внешней турбулентности // *Теплофизика и аэромеханика.* 2002. Т. 9, № 2. С. 213–215.
10. **Жаркова Г. М., Занин Б. Ю., Коврижина В. Н., Сбоев Д. С.** Стационарные продольные вихри на прямом крыле при повышенной турбулентности набегающего потока // *Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей: Тез. докл. Междунар. конф., Новосибирск, 25–27 апр. 2001 г. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2001. Вып. 8. С. 67, 68.*
11. **Довгаль А. В., Жаркова Г. М., Занин Б. Ю., Коврижина В. Н.** Применение жидкокристаллических покрытий для исследования отрыва потока // *Учен. зап. ЦАГИ.* 2001. Т. 32, № 3/4. С. 157–164.
12. **Poll D. I. A.** Some observations of the process on the windward face of a long yawed cylinder // *J. Fluid Mech.* 1985. V. 150. P. 329–356.
13. **Kohama Y. P.** Three-dimensional boundary layer transition study // *Current Sci.* 2000. V. 79, N 6. P. 800–807.

14. **Mack L. M.** Boundary layer stability theory: Special course on stability and transition of laminar flow. Paris, 1984. (Rep. / AGARD; N 709).
15. **Сбоев Д. С., Грек Г. Р., Козлов В. В.** Экспериментальное исследование восприимчивости пограничного слоя на скользящем крыле к локализованным возмущениям из внешнего потока // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 4. С. 469–480.
16. **Voiko A. V., Grek G. R., Dovgal A. V., Kozlov V. V.** The origin of turbulence in near-wall flows. Berlin: Springer-Verlag, 2002.

*Поступила в редакцию 28/XI 2002 г.,
в окончательном варианте — 13/III 2003 г.*
