

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
НЕЛИНЕЙНОГО РАЗВИТИЯ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЧИСЛЕ МАХА  $M=3$**

УДК 532.526

**Ю. Г. Ермолаев, А. Д. Косинов, Н. В. Семенов**

**Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск**

Известно, что переход ламинарной формы течения в пограничном слое в турбулентное состояние представляет собой сложный процесс возникновения и развития возмущений различного типа, их взаимодействия друг с другом и средним течением, образования разнообразных локализованных в пространстве и времени вихревых структур [1–3].

До недавнего времени при теоретических [1, 3, 4] и экспериментальных [5–10] исследованиях возникновения турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое ограничивались линейной стадией развития волн неустойчивости. Эксперименты проводились как для естественных, так и для искусственно введенных в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений. Результаты для естественных возмущений [5–7] носят качественный характер. При изучении устойчивости контролируемых возмущений было получено хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными данными в области линейного развития волн неустойчивости [3, 8–14].

В последнее время начаты как экспериментальные, так и теоретические исследования нелинейной неустойчивости сверхзвукового пограничного слоя [15–19]. Исследования нелинейного развития возмущений методом прямого численного моделирования, использующего полные уравнения Навье — Стокса, проводились в [17–19]. В [17, 19] изучалась временная неустойчивость сжимаемого пограничного слоя, а в [18] был выполнен численный эксперимент, близкий к условиям реального эксперимента при изучении пространственного развития возмущений. В [15] для естественных возмущений экспериментально показано существование нелинейного взаимодействия возмущений в пограничном слое 7-градусного конуса при  $M = 8,0$ . Измерения нелинейного развития искусственно возбуждаемых волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое выполнены в [16] на плоской пластине с острой передней кромкой при  $M = 2,0$ . Получены волновые характеристики нелинейно развивающихся возмущений, и показано, что механизм нелинейного взаимодействия волн является резонансным и аналогичен механизму параметрического резонанса в пограничном слое при дозвуковых скоростях набегающего потока [20]. При  $M = 2,0$  в пограничном слое резонанс происходит для несимметричных триплетов волн, тогда как в несжимаемом пограничном слое резонансными являются симметричные волновые триплеты [16, 20, 21]. Отметим также, что численные результаты [19] качественно подтверждают экспериментальные данные в линейной и нелинейной области развития неустойчивых волн [9, 10, 16].

Известно, что ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое зависит от числа Маха [1, 3, 4]. Поэтому проведение экспериментов, подобных [16], при других числах Маха является актуальным. Ниже представлены результаты экспериментального изучения нелинейного развития волн неустойчивости в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине при  $M = 3,0$ .

**1. Экспериментальное оборудование.** Эксперименты выполнены в сверхзвуковой

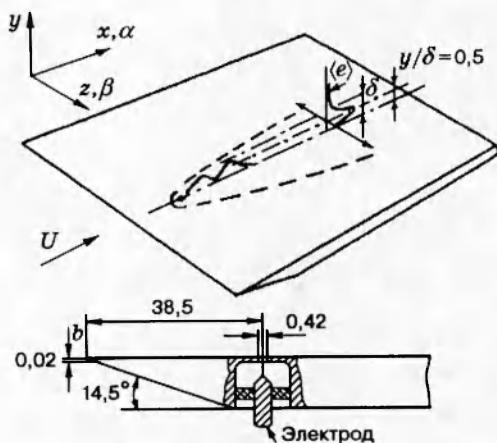


Рис. 1



Рис. 2

аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН с размерами рабочей части  $200 \times 200 \times 600$  мм при  $M = 3,0$  и единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = U/\nu = 11,2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

На рис. 1 приведена схема эксперимента. В качестве модели использовалась плоская стальная пластина длиной 450 мм, шириной 200 мм, толщиной 10 мм. Угол скоса передней кромки  $14^\circ 30'$ , а толщина ее затупленной части 0,02 мм. Пластина устанавливалась в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки. Для введения в пограничный слой контролируемых пульсаций использовался генератор локализованных искусственных возмущений, конструкция которого основана на искровом разряде в камере и описана в [21]. Искусственные возмущения вводились в пограничный слой через отверстие в рабочей поверхности модели диаметром 0,42 мм, частота зажигания разряда 20 кГц. Координаты источника:  $x = 38 \pm 0,25$  мм,  $z = 0$  ( $x$  — расстояние от передней кромки модели, а  $z = 0$  соответствует центральной линии симметрии модели).

Для измерения пульсаций применялись термоанемометр постоянного сопротивления и датчики из вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм. Измерения проводились в слое максимального значения пульсаций поперек пограничного слоя (по  $y/\delta$ ,  $\delta$  — толщина пограничного слоя). С помощью координатника датчик перемещался по координатам  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Точность определения положения датчика по координатам  $x$ ,  $z$  составляла 0,1 мм, а по  $y$  — 0,01 мм. При перемещении датчика по  $x$  напряжение в диагонали моста термоанемометра поддерживалось постоянным за счет перемещения датчика по  $y$ , что эквивалентно измерениям при  $\rho u = \text{const}$  ( $\rho u$  — массовый расход) и  $y/\delta = \text{const}$  [5, 7, 9]. При перемещении датчика по  $z$  измерения проводились в условиях  $x = \text{const}$  и  $y = \text{const}$ . Величина перегрева нити датчика 0,8, а измеренные возмущения соответствовали пульсациям массового расхода.

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных, представленной на рис. 2. Пульсационное (в полосе частот до 100 кГц) и среднее напряжения с термоанемометра записывались в ЭВМ десятиразрядным АЦП с частотой 1 МГц. Запуск АЦП производился синхронно с генератором, задающим частоту вводимых возмущений. Точность запуска АЦП была не хуже 0,2 %. Для улучшения отношения сигнал/шум осуществлялось синхронное суммирование сигнала по 500 реализациям. Длина реализации по времени 200 мкс. Частотные гармоники определялись с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ) по осредненным ос-

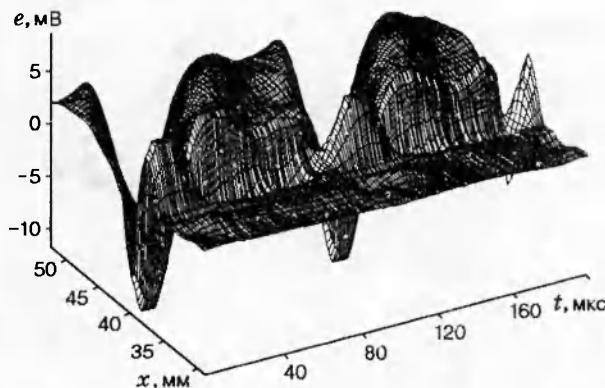


Рис. 3

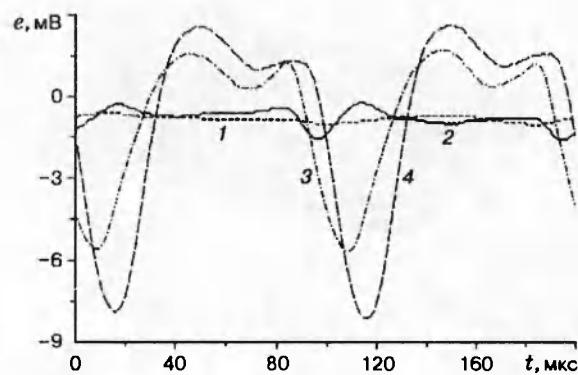


Рис. 4

циллограммам. В процессе эксперимента контролировались одна из получаемых гармоник и осредненные осциллограммы пульсационного сигнала. Это позволяло достаточно точно определять границы введенного волнового пакета по  $z$ . Для спектральной обработки экспериментальных данных использовалось ДПФ в виде

$$e_{\beta\omega}(x, y) = \frac{1}{T} \sum_{j,k} e(x, z_j, y, t_k) \exp(-i[\beta z_j - \omega t_k]),$$

где  $e(x, y, z_j, t_k)$  — пульсационный сигнал с термоанемометра, осредненный по реализациям;  $T$  — длина реализации по времени. Амплитуда и фаза возмущений находились после ДПФ по формулам

$$A_{\beta\omega} = \{\operatorname{Re}^2[e_{\beta\omega}(x, y)] + \operatorname{Im}^2[e_{\beta\omega}(x, y)]\}^{0.5}, \quad \Psi_{\beta\omega} = \arctg\{\operatorname{Im}[e_{\beta\omega}(x, y)]/\operatorname{Re}[e_{\beta\omega}(x, y)]\}.$$

Параметры потока ( $M_\infty$ ,  $Re_1$ ) определялись по показаниям измерительной системы, которой оборудована установка. Полное давление в форкамере и статическое давление в рабочей части измерялись весовыми элементами, а температура торможения  $T_0$  — термопарой.

**2. Результаты и их анализ.** Эксперименты [16], выполненные для относительно низкого уровня начальных амплитуд возмущений, показали, что в граничном слое при  $M = 2$  спектры неустойчивых возмущений в нелинейной области развития волн являются трехмерными. При этом основная доля энергии субгармонических возмущений принадлежит возмущениям с углами наклона волн примерно  $80^\circ$ . Однако в наших экспериментах обнаружено, что увеличение начальной амплитуды возмущений качественно изменяет процесс развития волновых пакетов в нелинейной области. Мы использовали начальную амплитуду вводимых возмущений как параметр, влияющий на нелинейные волновые процессы для того, чтобы исследовать особенности нелинейной стадии ламинарно-турбулентного перехода в сжимаемом граничном слое. Представленные ниже эксперименты проведены для наибольших начальных амплитуд возмущений, которые позволяют возбуждать используемый источник возмущений.

**Начальная задача.** Результаты исследования возмущений вблизи источника представлены на рис. 3, 4. На рис. 3 приведена трехмерная поверхность осредненных осциллографических изображений пульсационного сигнала  $e(t)$  в  $x$ -направлении при  $z = 0$ . Измерения по  $x$  проводились с переменным шагом от 0,5 до 3 мм. Эти данные показывают эволюцию введенных возмущений от  $x = 29$  мм. Таким образом, возмущения распространяются не только вниз, но и

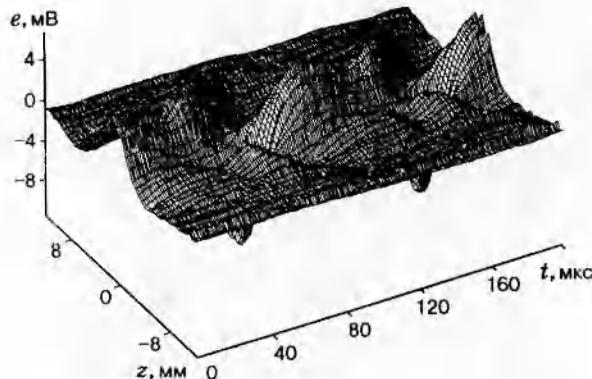


Рис. 5

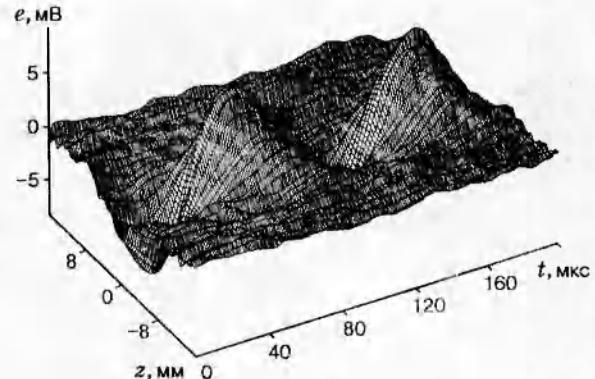


Рис. 6

вверх по потоку от источника (координата источника  $x = 38$  мм). Распространяясь вверх по потоку, возмущения сильно затухают. Это видно из рис. 4, где приведен пульсационный сигнал  $e(t)$  для разных  $x$ . Кривые 1 и 2 — осциллограммы возмущений до источника ( $x = 29$  и  $33$  мм), а 3 и 4 — после источника ( $x = 38,9$  и  $41,1$  мм). Возмущения вверх по потоку от источника фиксируются от  $x = 33$  мм. Здесь амплитуда пульсаций примерно на порядок меньше, чем вблизи источника ( $x = 38,9$  мм). Еще выше по потоку от источника (кривая 1,  $x = 29$  мм) возмущений почти не видно. Представленные результаты подтверждают ранее полученные экспериментальные данные о распространении возмущений вверх по потоку от локализованного источника при  $M = 2; 3; 4$  [13]. Вниз по потоку от источника (кривые 3, 4) возмущения в пограничном слое имели период 100 мкс.

*Нелинейное развитие возмущений.* На рис. 5 и 6 приведены трехмерные поверхности осредненных осциллограмм пульсационного сигнала  $e(z,t)$  при  $x = 60$  и  $130$  мм соответственно. Для начального сечения (рис. 5,  $x = 60$  мм) сигнал имеет периодические минимумы «шипообразной» формы с периодом 100 мкс. Волновой пакет локализован в области, симметричной относительно  $z = 0$ . При развитии возмущений до  $x = 130$  мм (рис. 6) пульсационный сигнал  $e(z,t)$  преобразуется по форме в практически синусоидальный. Трансформация шипов в синусоидальную форму видна на рис. 7, где представлены осциллограммы возмущений с максимальной амплитудой при  $z \approx 0$ . Кривая 1 — осциллограмма для  $x = 60$  мм,  $z = 0$ , а 2 — для  $x = 130$  мм,  $z = 0,1$  мм. Отметим, что от

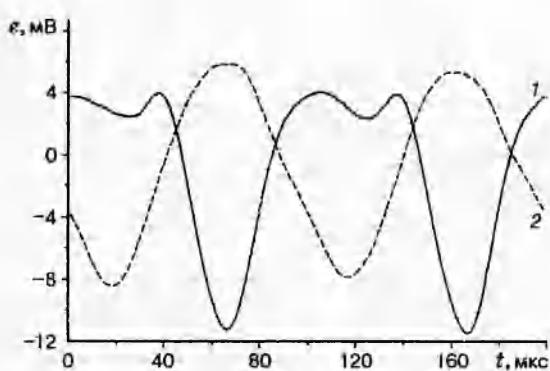


Рис. 7

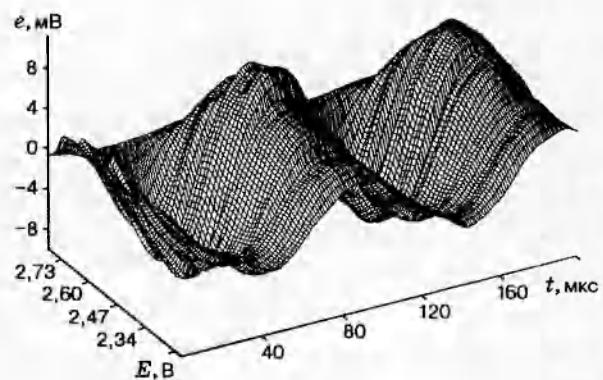


Рис. 8

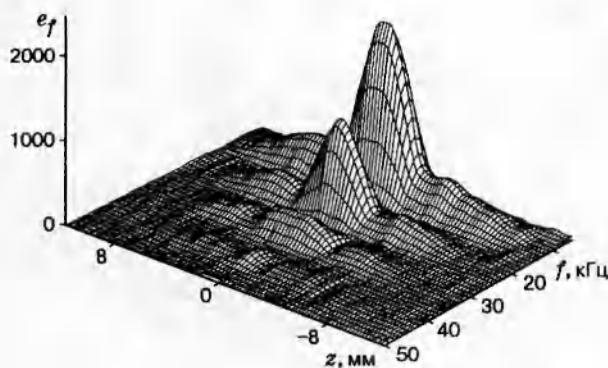


Рис. 9

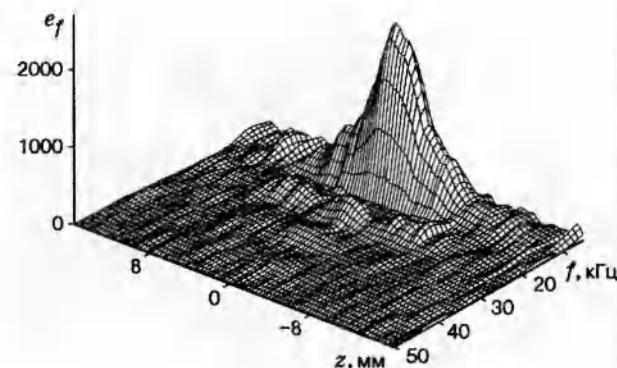


Рис. 10

$x = 60$  мм до  $x = 130$  мм амплитуда пульсаций практически не изменилась.

Для определения характера изменения возмущений поперек пограничного слоя были выполнены измерения пульсаций по  $y$ . Осциллограммы, полученные при перемещении датчика по нормали к поверхности модели при  $x = 142$  мм,  $z = 0$ , представлены на рис. 8. Здесь  $E$  — среднее напряжение моста термоанемометра. Рост  $E$  эквивалентен увеличению координаты  $y$ . Из рис. 8 видно, что поперек пограничного слоя возмущения имеют максимум по амплитуде при  $E = 2,54$  В. Пульсационный сигнал поперек пограничного слоя сохраняет синусоидальную форму с периодом 100 мкс. При выходе из пограничного слоя в свободный поток возмущений почти не видно, что может свидетельствовать о вихревой природе этих возмущений, которые, как следует из теории гидродинамической устойчивости, сильно затухают вне пограничного слоя.

Для анализа полученных данных с позиции теории устойчивости необходимо рассмотреть результаты частотно-волнового анализа. На рис. 9 и 10 представлены амплитудно-частотные спектры при  $x = 60$  и 130 мм, полученные после спектральной обработки данных, приведенных выше (см. рис. 5 и 6). Здесь  $e_f$  — относительная амплитуда возмущений на частоте. Были найдены амплитудно-фазовые распределения по  $z$  для 10 частот с шагом 5 кГц. Из рис. 9 видно, что источник генерировал возмущения на трех основных частотах (10; 20; 30 кГц). Возмущения локализованы в узкой области в центре по  $z$  ( $\pm 5$  мм). При развитии волнового пакета вниз по потоку (рис. 10) до  $x = 130$  мм возмущения с частотой

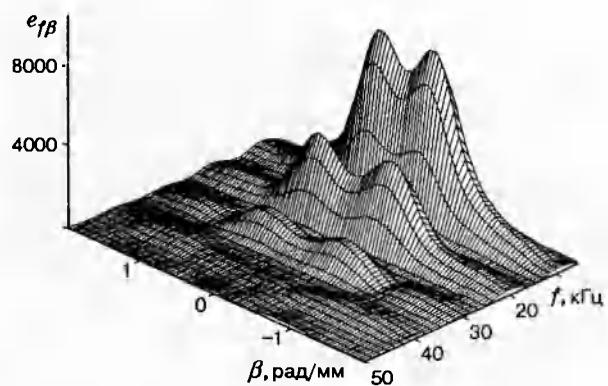


Рис. 11

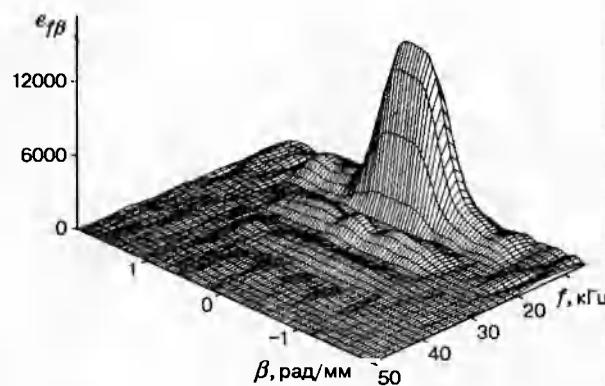


Рис. 12

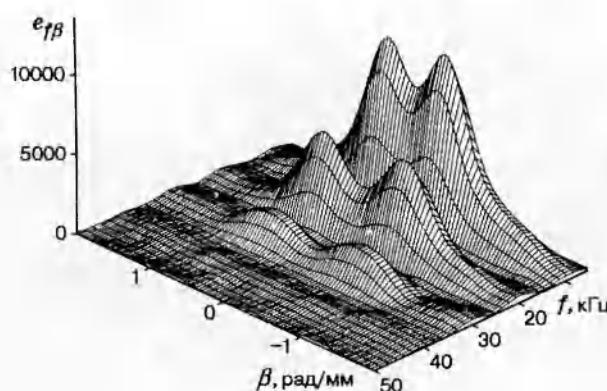


Рис. 13

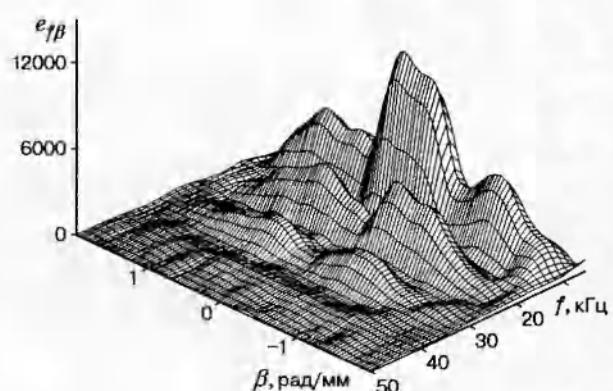


Рис. 14

20 кГц сильно уменьшились по амплитуде, а на частоте 30 кГц волновой пакет выродился. На рис. 10 заметно расплывание волнового пакета на частоте 10 кГц. Полный угол расплывания равен  $1,6^\circ$ , что существенно меньше, чем предсказывает линейная теория устойчивости ( $12^\circ$ ) [10, 14].

На рис. 11–14 приведены частотно-волновые спектры для  $x = 60; 130; 60; 100$  мм соответственно (рассматриваются результаты, полученные в разных по времени экспериментах). Здесь  $e_{f\beta}$  — относительная амплитуда возмущений. Амплитудные спектры по  $\beta$  для начального сечения (рис. 11, 13) обычные для волн Толлмина — Шлихтинга, развивающихся линейно [10]. Данные рис. 12, 14 позволяют идентифицировать волновые процессы, происходящие в пограничном слое, как нелинейные: спектры на рис. 14 существенно деформированы, а волновой спектр на частоте 10 кГц содержит пики в области сильно трехмерных волн ( $\beta \geq 1 \text{ рад}/\text{мм}$ ). Последний факт подтверждается предыдущими экспериментальными исследованиями нелинейной неустойчивости пограничного слоя при  $M = 2$  [16].

Анализируя приведенные выше результаты, отметим, что невозможно объяснить с позиций линейной теории устойчивости появление быстро усиливающихся почти двумерных ( $\beta \approx 0$ ) волн (рис. 12, 14), а также трехмерных волн ( $|\beta| \geq 1 \text{ рад}/\text{мм}$ ) (рис. 14).

Но с позиции нелинейных представлений можно предположить, что инкременты для двумерных и слабонаклонных волн в сверхзвуковом пограничном слое могут быть существенно больше, чем для сильно трехмерных волн. Однако требуются дополнительное экспериментальное изучение этих процессов, теоретический анализ данных с учетом вклада вихревой и акустической мод и анализ роли последней в нелинейных процессах в области ламинарно-турбулентного перехода сверхзвукового пограничного слоя. Если воспользоваться аналогией для классического параметрического резонанса (усиления), то можно ожидать, что в сверхзвуковом пограничном слое после параметрического усиления неустойчивых волн возможна параметрическая генерация акустических возмущений. Косвенным подтверждением этого сценария нелинейных волновых процессов являются данные в [22], где показано, что волновой спектр излучения акустических волн сверхзвуковым пограничным слоем имеет максимум вблизи  $\beta = 0$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке ISF (грант NQZ000).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982.
3. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987.
4. Mack L. M. Boundary layer stability theory // Document 900-277. Pasadena: California-JPL, 1969.
5. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and transition of a supersonic laminar boundary layer on a plate // J. Fluid Mech. 1960. V. 9. P. 257–299.
6. Kendall J. M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA J. 1975. V. 13, N 3. P. 290–299.
7. Lebiga V. A., Maslov A. A., Pridanov V. G. Experimental investigation of the stability of supersonic boundary layer on a flat insulated plate // Archives Mech. 1979. N 3. P. 397–405.
8. Kendall J. M. Supersonic boundary layer stability experiments // Aerospace Rep. Tr. 1967. V. 2, N 158(S3816-63)-1. P. 10-1–10-8.
9. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 37–43.
10. Kosinov A. D., Maslov A. A., Shevelkov S. G. Experiments on stability of supersonic boundary layers // J. Fluid Mech. 1990. V. 219. P. 621–633.
11. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное моделирование волновых процессов в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине // Моделирование в механике. 1993. Т. 7(24), № 4. С. 100–109.
12. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование развития гармонических возмущений в пограничном слое плоской пластины при числе Macha  $M = 4$  // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 54–58.
13. Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G. Special Features of Generation and Development of a Harmonical Wave in Supersonic Boundary Layer. Beijing: Int. Acad. Press, 1992. P. 53–58.
14. Balakumar P., Malik M. R. Discrete modes and continuous spectra in supersonic boundary layers // J. Fluid Mech. 1992. V. 239. P. 631–656.
15. Kendall J. M., Kimmel R. L. Nonlinear disturbances in hypersonic laminar boundary layer // N. Y., 1991. (Paper / AIAA; N 91-0320).
16. Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G., Zinin O. I. Experiments on the nonlinear instability of supersonic boundary layers // IUTAM Symp. Potsdam. N. Y., 1994. P. 196–205.
17. Erlebacher G., Hussaini M. Y. Numerical experiments in supersonic boundary-layer stability // Phys. Fluids. 1990. V. 2. P. 94–104.
18. Eissler W., Bestek H. Spatial numerical simulations of nonlinear transition phenomena in supersonic boundary layers // ASME Fluids Engineering Conference on Transitional and Turbulent Compressible Flows. June 21-24, 1993, Washington.
19. Adams N. A., Sandham N. D. Numerical simulation of boundary layer transition at Mach 2 // Applied Scientific Research. 1993. V. 51. P. 371–375.

20. **Kachanov Yu. S., Levchenko V. Ya.** The resonance interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 209-247.
21. **Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G.** Investigation of supersonic boundary layer stability and transition using controlled disturbances // ICMAR Conference. Novosibirsk, 1994. Pt 2. P. 159-166.
22. **Маслов А. А., Семенов Н. В.** Излучение акустических колебаний сверхзвуковым пограничным слоем // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 7, вып. 2. С. 58-63.

*Поступила в редакцию 30/X 1995 г.*

---