

УДК 532.526

ОБ «АНОМАЛЬНЫХ» НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЯХ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

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

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Выполнены экспериментальные исследования нелинейного развития периодических возмущений большой амплитуды в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 2$. Обнаружена аномальная эволюция пульсаций вниз по потоку, при которой квазидвумерные возмущения наиболее неустойчивы. Полученные фазовые скорости волн на 30–40 % больше, чем фазовые скорости волн Толлмина — Шлихтинга. Нелинейное развитие вихревых волн сопровождается ростом стационарного возмущения от источника контролируемых пульсаций. Высокочастотные возмущения затухают, и периодический волновой поезд вырождается в квазигармонический вниз по потоку.

Введение. Эксперименты [1], выполненные при относительно низкой амплитуде начальных возмущений, показали, что в сверхзвуковом пограничном слое механизмом нелинейного взаимодействия неустойчивых волн является параметрический резонанс. При этом основная доля энергии субгармонических возмущений принадлежит возмущениям с углами наклона волн примерно 80° . Однако в экспериментах [2, 3] обнаружено, что увеличение амплитуды начальных возмущений приводит к нелинейному усилению квазидвумерных субгармонических пульсаций. Общепринятые представления о ламинарно-турбулентном переходе в пограничном слое при сверхзвуковых скоростях связаны с усилением трехмерных возмущений [1, 4–7]. Поэтому возбуждение квазидвумерных волн в сверхзвуковом пограничном слое является исключением из общего случая, и его можно назвать аномальным. Суть подхода, примененного в [2, 3] для изучения нелинейной устойчивости сверхзвукового пограничного слоя, состоит в использовании амплитуды начальных возмущений в качестве параметра при решении задачи. Обоснование этого подхода вытекает из опыта исследований нелинейной устойчивости несжимаемого пограничного слоя. Известно, что в контролируемых экспериментах в несжимаемом пограничном слое существует два типа ламинарно-турбулентного перехода: *N*- и *K*-тип. Переход *N*-типа происходит, когда амплитуды начальных возмущений являются малыми, а переход *K*-типа наблюдается при их увеличении [4, 8–10]. Ниже представлены результаты экспериментов, которые проведены при максимально допустимой для источника контролируемых пульсаций амплитуде начальных возмущений. Эксперименты являются продолжением исследований, начатых в [3].

Условия экспериментов. Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числе Маха $M = 2$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Скорость потока в рабочей части $U = 504 \text{ м/с}$. В качестве модели использовалась плоская стальная пластина длиной 450 мм, шириной 200 мм, толщиной 10 мм. Угол скоса передней кромки $14^\circ 30'$, а ее толщина 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 [11]. Искусственные возмущения вводились в пограничный слой через отверстие диаметром 0,42 мм в рабочей поверхности модели, частота зажигания разряда составляла 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 использовался термоанемометр постоянного сопротивления с соотношением плеч моста 1 : 10 и частотным диапазоном до 500 кГц, а также датчики из вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 0,95 мм. Измерения проводились при максимальном значении естественных пульсаций поперек пограничного слоя, т. е. по y/δ (δ — 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 $\rho u = \text{const}$ (ρu — массовый расход) и $y/\delta = \text{const}$. При перемещении датчика по z измерения проводились для $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$. Величина перегрева нити датчика составляла 0,8, а измеренные возмущения соответствовали пульсациям массового расхода.

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных, аналогичной [11]. Пульсационное (в полосе частот до 350 кГц) напряжение с термоанемометра записывалось в ЭВМ 12-разрядным аналогоцифровым преобразователем (АЦП) с частотой 750 кГц. Запуск АЦП производился синхронно с генератором, задающим частоту вводимых возмущений. Точность запуска АЦП была менее 0,2%. Для улучшения отношения сигнал/шум осуществлялось синхронное суммирование сигнала по 128 реализациям, длина реализации 1024 точки. Среднее напряжение с термоанемометра записывалось в ЭВМ через входные регистры, подсоединенные к вольтметру Ш1516. Частотные гармоники определялись с помощью дискретного преобразования Фурье по осредненным осциллограммам. Длина каждой реализации составляла 900 точек исходного сигнала.

Для спектральной обработки экспериментальных данных использовалось дискретное преобразование Фурье вида

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

где $e(x, z_j, y, t_k)$ — пульсационный сигнал с термоанемометра, осредненный по реализациям; T — длина реализации по времени; β — размерное волновое число по z ; f — частота. Амплитуда и фаза возмущений находились после дискретного преобразования Фурье по формулам

$$A_{f\beta}(x, y) = \{\text{Real}^2[e_{f\beta}(x, y)] + \text{Im}^2[e_{f\beta}(x, y)]\}^{0,5},$$

$$\Phi_{f\beta}(x, y) = \text{arctg} \{\text{Im}[e_{f\beta}(x, y)]/\text{Real}[e_{f\beta}(x, y)]\}.$$

Анализ полученных результатов. В условиях экспериментов при возбуждении контролируемых возмущений получено, что ламинарно-турбулентный переход на модели происходил на 20% ближе к передней кромке по продольной координате ($x_{\text{п}} = 205$ мм, число Рейнольдса $\text{Re}_{\text{п}} = \sqrt{\text{Re}_1 x_{\text{п}}} = 1150$), чем для естественных пульсаций ($x_{\text{п}} = 250$ мм, $\text{Re}_{\text{п}} = 1280$).

Измерения эволюции модулированных волновых пакетов выполнены в сечениях по трансверсальной координате z для $x = 60; 70; 90; 110$ мм, $\text{Re} = \sqrt{\text{Re}_1 x} = 624; 674; 765; 846$.

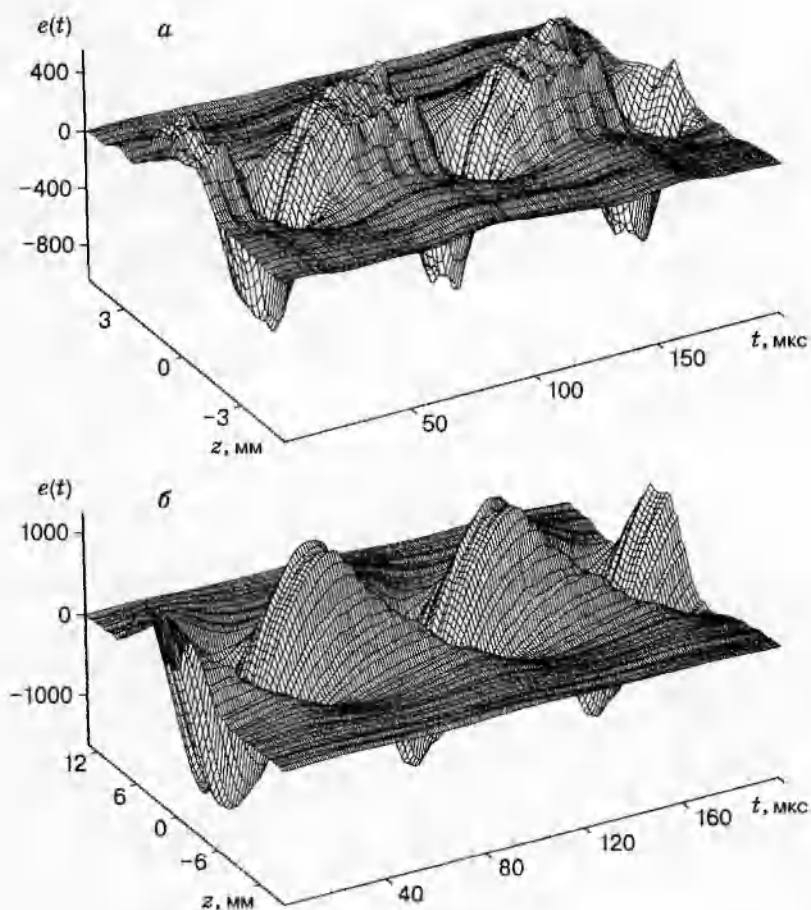


Рис. 1

На рис. 1, *a, б* представлены осциллограммы контролируемых пульсаций по z для $x = 60$ мм и $x = 110$ мм соответственно. Здесь масштаб амплитуды термоанемометрического сигнала отвечает 12-разрядному представлению АЦП. Для $x = 60$ мм в центре волнового пакета наблюдаются осциллограммы типа «шипов», а для $x = 110$ мм измеренные осциллограммы контролируемых пульсаций почти синусоидальные с периодом 100 мкс. Таким образом, экспериментально показано, что эволюция вниз по потоку периодического волнового поезда приводит к квазигармоничности возмущений.

Из двумерного характера течения в пограничном слое на плоской пластине следует, что оно должно быть однородным по z . Этот факт неоднократно проверялся в экспериментах (см., например, [6, 11]). Поскольку амплитуда начальных возмущений была большой, то происходило локальное изменение (торможение и вытеснение) среднего течения в центре волнового пакета. При $x = 60$ мм дефект среднего напряжения в центре волнового пакета составлял около 0,05 В, а при $x = 110$ мм — около 0,15 В. Считая величину дефекта среднего напряжения размерной амплитудой стационарного возмущения, вводимого точечным источником, можно утверждать, что амплитуда стационарного возмущения растет вниз по потоку. Для измеренных распределений ширина по z нестационарного волнового пакета совпадала с шириной по z дефекта среднего напряжения (стационарного возмущения). На рис. 2 приведены распределения среднего напряжения E и амплитуды пульсаций A_f частотой $f = 10$ кГц и $f = 20$ кГц (частотный параметр $F = 2\pi f / (Re_1 U_\infty) = 0,192 \cdot 10^{-4}; 0,384 \cdot 10^{-4}$) по z при $x = 110$ мм. Здесь амплитуда представлена в процентах от безразмерной величины пульсаций $A_f = e_f / E$.

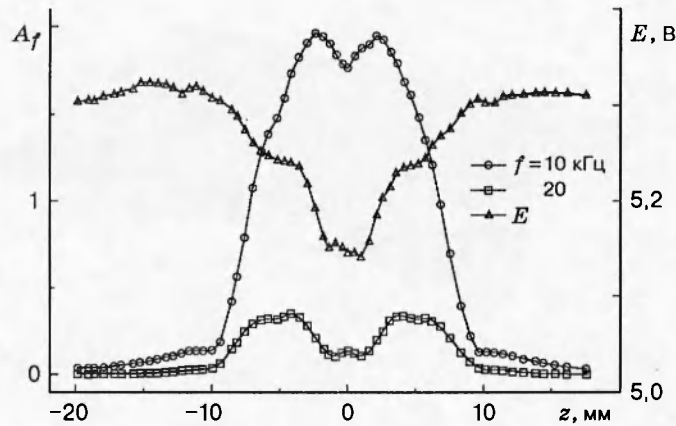


Рис. 2

Возбуждаемые возмущения искажали профиль средней скорости поперек пограничного слоя так, что толщина пограничного слоя увеличивалась. Например, для $x = 110$ мм в центре волнового пакета толщина пограничного слоя почти в 2 раза больше толщины δ , наблюдаемой без контролируемых пульсаций в естественных условиях.

Профили контролируемых возмущений имели максимумы по y . Для пульсаций частотой 10 кГц при $x = 110$ мм и $z = 0$ этот максимум находился на расстоянии 0,6 мм от поверхности модели, а максимум пульсаций частотой 20 кГц — в 2 раза дальше от стенки. При этом в экспериментах измерения пульсаций частотой 10 кГц проводились вблизи максимума в распределении по y , а частотой 20 кГц — ниже максимума. Это связано с тем, что выбор координаты $y = \text{const}$, при которой выполнялись измерения по поперечной координате, проводился по максимуму естественных пульсаций поперек слоя.

Однако нельзя утверждать, что максимум контролируемых пульсаций по слою находится на одном расстоянии от поверхности модели при изменении поперечной координаты z . Для того чтобы это проверить, требуются многочисленные измерения пульсационных профилей в каждой точке по z . После получения детальных профилей пульсаций необходимо провести волновой анализ распределений по z при разных значениях $y = \text{const}$, а затем построение профилей пульсаций, соответствующих плоским волнам. Это очень трудоемкая, требующая больших временных затрат работа, которая до сих пор экспериментально не выполнялась.

Анализ полученных экспериментальных результатов исследования эволюции нелинейного волнового пакета проводился аналогично [3]. На рис. 3, а, б приведены распределения

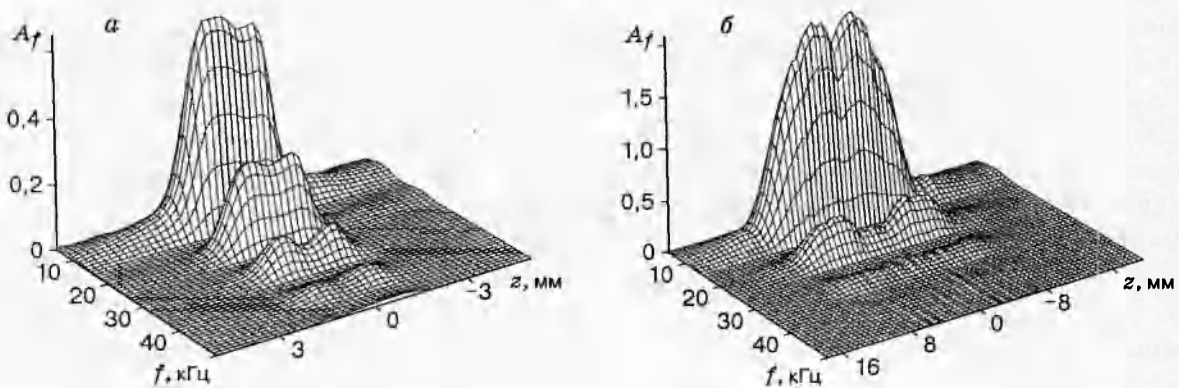


Рис. 3

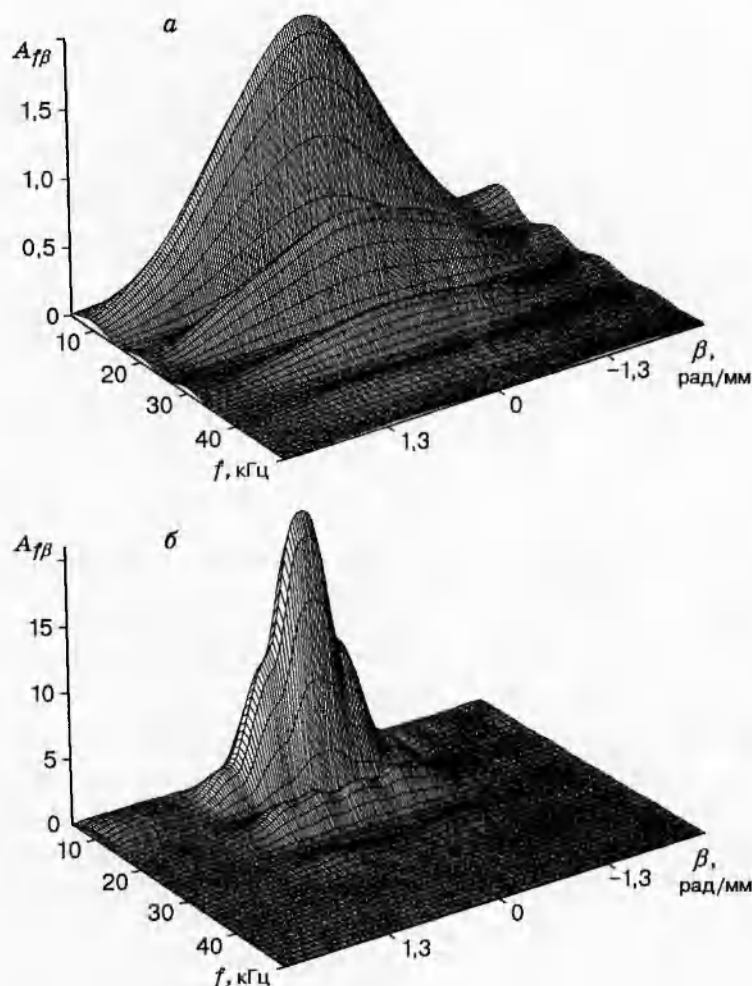


Рис. 4

амплитуд A_f контролируемых пульсаций в поперечном направлении при $x = 60$ мм и $x = 110$ мм, а на рис. 4, *a, б* — соответствующие этим распределениям амплитудные спектры возмущений $A_{f\beta}$. Результаты представлены в частотном диапазоне от 5 до 50 кГц ($F = 0,96 \cdot 10^{-5} \div 0,96 \cdot 10^{-4}$), поскольку высокочастотных пульсаций не наблюдалось. Отметим, что полная ширина волнового поезда Δz увеличивалась с 4 мм при $x = 60$ мм до 20 мм при $x = 110$ мм, а соответствующий угол расплывания волнового поезда по z составлял $\pm 9^\circ$, что в 1,5 раза больше, чем в случае линейного развития [6], и в 6 раз больше, чем в случае нелинейной эволюции волнового пакета при $M = 3$ [3].

Как следует из рис. 4, *a*, волновые спектры на всех частотах имеют максимум при $\beta = 0$, т. е. в начальных спектрах возмущений преобладают двумерные волны. Такой результат ранее был получен в [5] при $M = 4$, когда начальные волновые спектры также имели максимум при $\beta = 0$ и частоте 20 кГц. Однако дальнейшая линейная эволюция возмущений в пограничном слое при $M = 4$ привела к трансформации начальных спектров с максимумом при $\beta = 0$ к возмущениям с максимумом в спектрах при $\beta = 0,4 \div 0,7$ рад/мм, т. е., как и предполагается в линейной теории устойчивости, к сильному росту трехмерных возмущений. В данных экспериментах этого не происходит, а наблюдается сильный рост возмущений частотой 10 кГц (почти в 10 раз от $x = 60$ мм до $x = 110$ мм), при этом двумерный характер волновых спектров в указанном диапазоне координат не изменяется

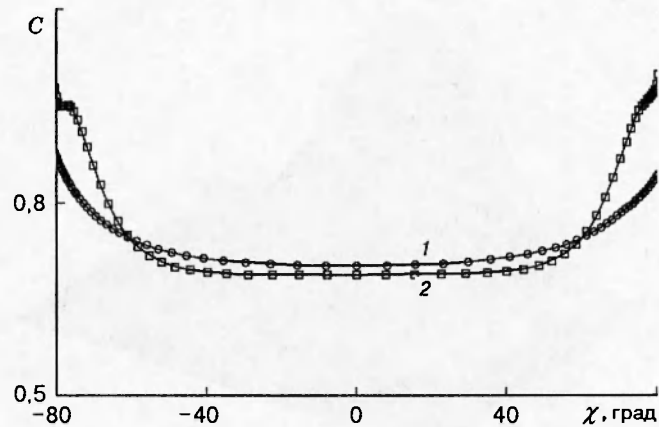


Рис. 5

(см. рис. 4). Наблюдается также нарастание возмущений частотой 20 кГц в среднем в 4 раза при изменении x от 60 до 90 мм. И только при $x = 110$ мм в волновых спектрах возмущений частотой 20 и 30 кГц начинают преобладать трехмерные волны ($\beta > 0$), так что в целом для этих частот возрастание трехмерных возмущений существеннее, чем двумерных.

Из линейной теории устойчивости и экспериментов [6], выполненных при малых возмущениях, следует, что в данной области течения в пограничном слое усиление возмущений частотой $f = 20$ кГц должно быть более интенсивным, чем возмущений с $f = 10$ кГц, а наиболее неустойчивыми должны быть трехмерные, а не двумерные волны. В описываемых экспериментах наблюдается обратное. Приведенные результаты не имеют аналогов как с предыдущими данными, так и с результатами теории гидродинамической устойчивости. Таким образом, полученное вырождение модулированного волнового пакета в гармонический с преобладающим ростом двумерных возмущений можно рассматривать как явление, связанное с нелинейностью процесса.

По полученным фазовым спектрам выполнены оценки фазовых скоростей возмущений: $C(\chi) = (\Delta x / \Delta \Phi_{f\beta}) F Re_1$, где χ — угол наклона волнового вектора к направлению потока. Эти результаты для возмущений частотой 10 кГц приведены на рис. 5 (кривая 1 — $x = 60 \div 70$ мм, 2 — $x = 90 \div 110$ мм). Характер данных зависимостей $C(\chi)$ является уникальным и ранее не наблюдался в экспериментах по устойчивости в сверхзвуковом пограничном слое. Например, теоретическая зависимость $C(\chi)$ для $f = 20$ кГц, полученная в расчетах по линейной теории устойчивости (ср. результаты эксперимента и расчетов в [6]), имеет характерный максимум при $\chi = 0$ и минимумы при $\chi \sim \pm 55^\circ$. В наших экспериментах для $f = 10; 20$ кГц фазовые скорости растут с увеличением угла наклона волн, а численные значения фазовых скоростей в среднем на 30–40 % больше, чем у собственных волн сверхзвукового пограничного слоя.

Гармонический характер эволюции волнового поезда наблюдался в данных экспериментах вплоть до $x = 150$ мм ($Re = 987$), для больших значений координаты x измерения не выполнялись. Полученное при $x = 140$ мм ($Re = 954$) распределение пульсаций поперек пограничного слоя показывает, что с увеличением расстояния от модели амплитуда волнового поезда быстро уменьшается, что характерно для вихревых возмущений. При этом вблизи внешней границы сдвигового слоя наблюдалось искажение характера возмущений из синусоидального в сглаженный пилообразный и затем возвращение к синусоидальному. Такое изменение осциллограмм возмущений соответствует появлению высокочастотных пульсаций в области внешней границы пограничного слоя.

Благодаря высокому разрешению АЦП (12 бит) выполнены измерения эволюции возмущений вне пограничного слоя при $z = 0$. Как следует из полученных данных, во внешней части потока амплитуда возмущений частотой 20 кГц уменьшается вниз по потоку от $x = 100$ мм до $x = 150$ мм, а возмущения частотой 10 кГц растут. Фазовые скорости, оцененные из зависимостей $\Phi_{f\beta}(x)$, дают значения, близкие к представленным на рис. 5. Волновые спектры по β пульсаций частотой 10 и 20 кГц имели максимум при $\beta = 0$ во внешней части потока, а при $|\beta| < 0,25$ рад/мм наблюдался фазовый синхронизм возмущений.

Выводы. В отличие от общепринятых представлений о трехмерной природе ламинарно-турбулентного перехода, при исследовании эволюции нелинейного волнового пакета обнаружено усиление двумерных возмущений в пограничном слое при $M = 2$. Усиление двумерных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое названо аномальным в смысле исключительности этого процесса при небольших сверхзвуковых числах Маха.

Сильный рост квазидвумерных возмущений, вероятно, связан с ростом стационарного вихря, который в данных экспериментах генерировался источником контролируемых пульсаций. Поскольку наблюдаемая неустойчивость двумерная, имеются основания предполагать, что обнаруженное явление может использоваться для стабилизации течения в сверхзвуковом пограничном слое. Однако в экспериментах обнаружено уменьшение числа Рейнольдса перехода Re_{Π} на 20 % по сравнению с Re_{Π} для естественных возмущений, т. е. дестабилизация течения. Мы предполагаем, что дестабилизация течения могла произойти из-за неблагоприятного влияния взаимодействия волн Маха и пограничного слоя на развитие возмущений (см., например, [12]). В пользу стабилизирующего эффекта говорит также то, что в результате эволюции возмущений вниз по потоку происходит вырождение высокочастотных гармоник. Исследованные возмущения являются вихревыми с фазовыми скоростями на 30–40 % большими, чем у собственных волн сверхзвукового пограничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G., Zinin O. I. Experiments on the nonlinear instability of supersonic boundary layers // Nonlinear instability of nonparallel flows: IUTAM Symp. Potsdam, N. Y., July 26–31, 1993. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1994. P. 196–205.
2. Ermolaev Y. G., Kosinov A. D., Semionov N. V. Experimental investigation of laminar-turbulent transition process in supersonic boundary layer using controlled disturbances // Nonlinear instability and transition in 3rd boundary layer: IUTAM Symp. Manchester, 1995. Dordrecht etc.: Kluwer Acad. Publ., 1996. P. 17–26.
3. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Экспериментальное исследование нелинейного развития волн неустойчивости на плоской пластине при числе Маха $M = 3$ // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 2. С. 107–114.
4. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.
5. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование развития гармонических возмущений в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 4$ // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 6. С. 54–58.
6. 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.
7. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1980.

8. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982.
9. Kachanov Y. S., Levchenko V. Y. The resonance interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 209–247.
10. Kachanov Y. S. Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition // Annu. Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26. P. 411–482.
11. Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G. Investigation of supersonic boundary layer stability and transition using controlled disturbances // Proc. Intern. conf. method aerophys. research. Novosibirsk, 1994. Pt 2. P. 159–166.
12. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Y. G. On modeling of laminar-turbulent transition of supersonic boundary layer in controlled conditions // Proc. Intern. conf. method aerophys. research. Novosibirsk, 1996. Pt 2. P. 137–142.

Поступила в редакцию 18/II 1998 г.
