

УДК 532.526.013.2

© 1990 г.

**А. Д. КОСИНОВ, А. А. МАСЛОВ, С. Г. ШЕВЕЛЬКОВ**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ  
ГАРМОНИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ  
ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ЧИСЛЕ МАХА  $M=4$**

Экспериментально исследовано развитие искусственно введенных в пограничный слой пространственных волновых пакетов. Измерения выполнены термоанемометрическим методом в пограничном слое плоской пластины при числе Маха  $M=4$ . Искусственные возмущения вводились в пограничный слой с помощью электрического разряда. Фурье-анализ полученных данных позволил получить волновые характеристики плоских волн. Проведен анализ состава возмущений, выделены наиболее опасные в смысле потери устойчивости возмущения. Полученные данные сопоставляются с результатами экспериментов при  $M=2$ . Обсуждаются различия в данных.

1. В последнее время наметился очевидный прогресс в понимании фундаментальных основ процесса перехода ламинарного течения в турбулентное в пограничном слое. Однако прежде всего это относится к дозвуковым скоростям потока [1—3]. Вопрос о том, как происходит переход при сверхзвуковых скоростях, исследован в существенно меньшей степени. Известные экспериментальные результаты отражают лишь начальную стадию перехода: возникновение и развитие неустойчивых волн в сверхзвуковом пограничном слое [4—9].

В ряду этих исследований принципиальным является подход, использованный в [8], где для определения волновых характеристик неустойчивых возмущений сверхзвуковой пограничный слой при  $M=2$  возбуждался локальным гармоническим источником. В результате измерения и обработки были получены данные, отражающие линейный (с точностью до погрешности измерений) характер развития пространственных волновых пакетов, и впервые проверены основные выводы линейной теории устойчивости о развитии собственных волн в сверхзвуковом пограничном слое. Результаты сравнения теории и эксперимента в данном случае вполне удовлетворительны. Однако последующие экспериментальные исследования в этом направлении [10] выявили более сложное многообразие волновых процессов, чем следует из имеющихся теоретических представлений. В частности, трудно объяснить с позиций линейной теории устойчивости пространственный рост волн с фазовыми скоростями  $c_x < 0,3$  при увеличении числа Рейнольдса  $Re$  для слабо наклонных волн:  $\chi \approx 0$ , где  $\chi$  — угол между волновым вектором возмущения и направлением потока.

Существенно, что процесс перехода ламинарного течения в турбулентное в пограничном слое при сверхзвуковых скоростях зависит от числа Маха [4]. Поэтому проведение экспериментов, подобных [10], при других числах Маха актуально. Можно также признать, что имеющихся данных (как теоретических, так и экспериментальных) недостаточно, чтобы завершить анализ даже начальной (линейной) стадии перехода при сверхзвуковых скоростях потока.

Ниже представлены результаты экспериментального исследования развития гармонических возмущений в пограничном слое плоской пластины при  $M=4$ . Проведено сопоставление с результатами экспериментов при  $M=2$ , отмечены различия в данных.

2. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР Т-325 пониженной степени турбулентности с размерами рабочей части  $200 \times 200$  мм при  $M=3,97 \pm 0,05$  и единичном числе  $Re_1 = (8,8 \pm 0,2) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Измерения проводились в пограничном слое плоской стальной пластины с передней кромкой толщиной  $b \leq 0,03$  мм, скошенной под углом  $14^\circ 30'$ . Толщина пластины 10, ширина 200, длина 470 мм. Модель крепилась горизонтально в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки. Источник возмущений конструктивно был выполнен так же, как в [10], и располагался внутри модели. В пограничный слой возмущения из камеры с электрическим разрядом проникали через отверстие в поверхности пластины. Диаметр отверстия составлял 0,42 мм, координаты:  $x=17,5$  мм,  $z=0$  мм, где  $x$  — продольная координата, отсчитываемая от передней кромки модели, а  $z$  — трансверсальная координата.

Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного тока ТПТ-4. Использовались датчики с нитью из вольфрама диаметром 6 мкм и длиной 1,3 мм. Электромеханический координатный перемещал датчик по трем координатам:  $x, y, z$  ( $y$  — нормальная к плоскости пластины координата). Точность изменения координат  $x$  и  $z$  составляла 0,1 мм. В качестве частотного фильтра применялся селективный усилитель У2-8. Амплитуда пульсаций  $A$  в узкой полосе регистрировалась среднеквадратичным вольтметром, встроенным в У2-8. Для определения фазы  $F$  исследуемого сигнала относительно источника возмущений использовался двухлучевой осциллограф С1-96, синхронизованный от электрического разряда.

Средние параметры потока ( $M, Re_1$ , температура  $T$  и скорость потока  $U$ ) определялись по данным измерительной системы, которой оборудована установка. Погрешность определения числа Маха менее 1,5%, единичного числа Рейнольдса — менее 3%.

При движении датчика по координатам  $x$  и  $z$  напряжение в диагонали моста термоанемометра поддерживалось постоянным (это достигалось перемещением датчика по координате  $y$ ), что приблизительно соответствует измерениям по линии равной скорости ( $y/\delta = \text{const}$ ,  $\delta$  — толщина пограничного слоя) и фиксированной чувствительности нити. Величина нагрева нити датчика задавалась равной 0,8, что обеспечивало подавляющий вклад в регистрируемый сигнал пульсаций массового расхода.

Распределения возмущений поперек пограничного слоя в исследуемой области не имели ярко выраженного максимума. Измерения проводились при  $y/\delta \approx 0,7$ , обработка полученных данных — аналогично [10]. По распределению амплитуды и фазы вдоль координаты  $z$  определялись спектры амплитуды  $A_\beta(x, \beta)$  и фазы  $F_\beta(x, \beta)$  по волновому числу в трансверсальном направлении  $\beta$

$$A_\beta(x, \beta) \exp[iF_\beta(x, \beta)] = \int_{-\infty}^{\infty} A(x, z) \exp[i(F(x, z) - \beta z)] dz$$

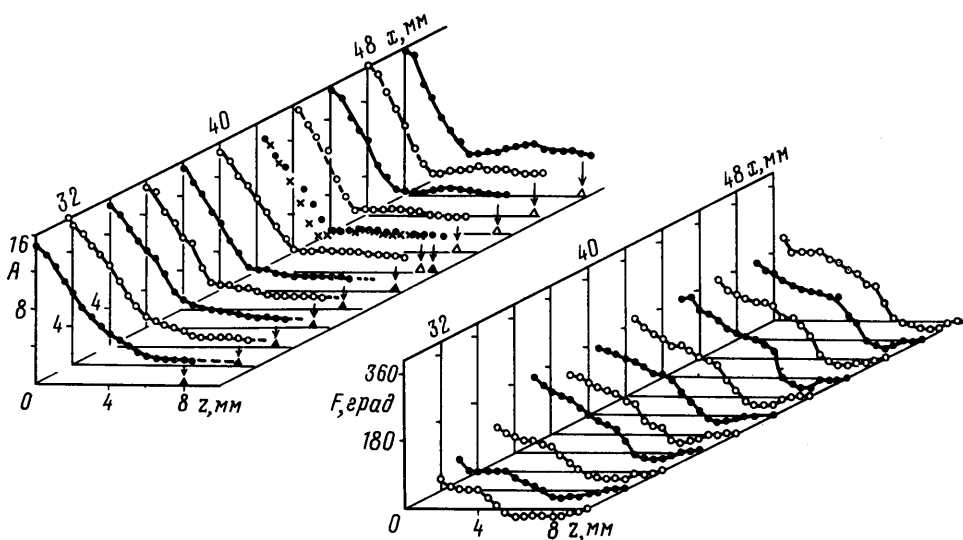
Распределения амплитуды по  $z$  принимали нулевые значения на концах интервала измерения, что позволяло при интегрировании перейти к конечным пределам.

Для определения спектров по  $\alpha_r$ , где  $\alpha_r$  — волновое число продольной компоненты волнового вектора, как и в [10], выполнялось дискретное преобразование Фурье с весовыми функциями — спектральными окнами Кайзера — Бесселя [11].

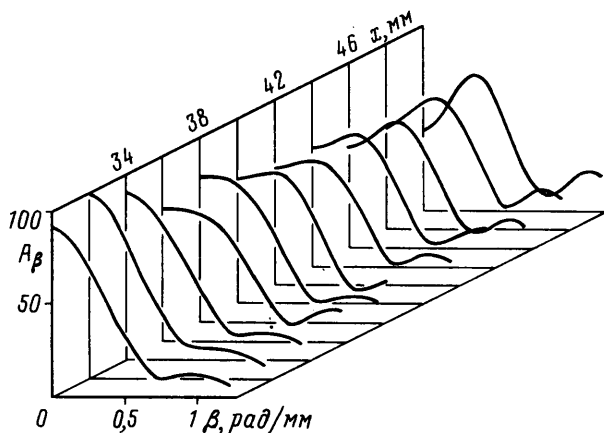
Угол наклона волн к потоку и фазовая скорость в направлении  $x$  определялись по формулам

$$\chi = \arctg(\beta/\alpha_r), \quad c_x = 2\pi f/(\alpha_r U)$$

где  $f$  — частота возмущений.



Фиг. 1



Фиг. 2

Оценка степеней пространственного роста выполнялась по формуле

$$-\alpha_i(\beta) = 0,5\delta \ln(A_\beta(\text{Re}, \beta)) / \delta \text{Re}$$

3. Измерения проводились на частотах 10, 20, 32 кГц, однако полное исследование выполнено только для  $f=20$  кГц, когда частотный параметр  $F=2\pi f / (\text{Re}, U) = 0,215 \cdot 10^{-4}$ . Эти данные приводятся ниже.

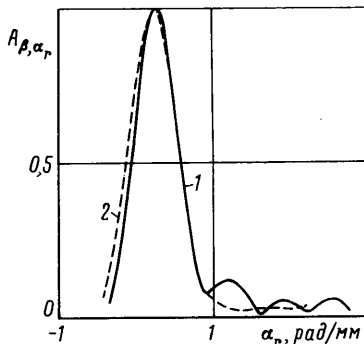
Измерения показали, что отверстие источника не влияет на развитие «естественных» пульсаций вниз по потоку (на выбранных частотах) и соответствует ранее полученным на этой установке данным.

На фиг. 1 представлена эволюция распределений амплитуды  $A$  и фазы  $F$  по  $z$  вдоль  $x$ . Здесь представлены половинки практически симметричных распределений. Правые крайние точки в амплитудных зависимостях соответствуют уровню естественных возмущений, а стрелки указывают границу зоны возмущенного источником течения. Из этих данных следует, что превышение возбуждаемых пульсаций над естественными достигает около 6 раз для  $x=30$  мм и 4 раза для  $x=50$  мм, а ширина зоны волнового пакета по  $z$  (около 16 мм) не изменяется с ростом  $x$ . На первый взгляд кажется странным, что зона волнового пакета при  $x=30$  мм слишком широка. Но измерения в окрестности источника возмущений показали, что и вблизи

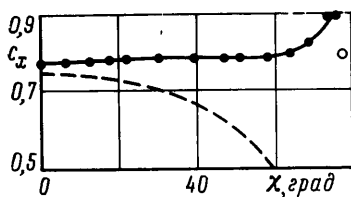
него ширина возмущенной зоны около 15 мм. Это значительно (в 4–5 раз) больше, чем для случая  $M=2$ . Более того, обнаружено, что возмущения «проходят» и вверх по потоку, т. е. к передней кромке, на расстояние не менее 15 мм. Для более точного понимания этого явления необходимо провести дополнительные исследования.

Из данных для распределений фазы следует отметить закономерность, которая характерна для волновых пакетов и при числе  $M=2$ : приращение фазы по  $z$  равно  $n\lambda$ , где  $n$  — целое число.

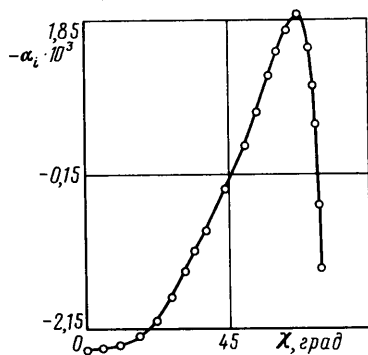
Эволюция спектров амплитуды по  $\beta$  приведена на фиг. 2. Эти спектры имеют существенно меньшую ширину, чем для  $M=2$ , что связано с уже описанными различиями в характере возбуждения волновых пакетов при  $M=4$  и 2. Если спектры пронормировать на спектр при  $x=30$  мм, то можно определить передаточную функцию этого процесса. В данном случае из начального распределения с максимумом при  $\beta=0$  выделяется пакет наклонных волн с максимумом при  $\beta=0,3-0,4$  рад/мм. По аналогии с  $M=2$  можно утверждать, что это — результат работы механизма неустойчивости. Это обстоятельство доказы-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

вается ниже. Непонятным здесь является выделение и рост волн с  $\beta \approx 1,1-1,2$  рад/мм.

На фиг. 3 приведены примеры амплитудных спектров по  $\alpha_r$  при  $\beta=1,1$  и 0,275 рад/мм (линии 1 и 2). Для спектров при  $\beta=0-0,8$  рад/мм имеется один ярко выраженный максимум и следы возможных других, тогда как при  $\beta=1,1-1,2$  спектры по  $\alpha_r$  содержат несколько четко выделяемых волн.

На фиг. 4 представлена зависимость фазовой скорости  $c_x$  от угла наклона волнового вектора  $\chi$ . Эти данные соответствуют наибольшим амplitудам в спектрах по  $\alpha_r$ . Так как точки лежат выше кривой  $c_x=1-(M \cos \chi)^{-1}$  (штриховая линия), то это — фазовые скорости волн Толлмина — Шлихтинга (или вихревых волн по терминологии Мэка).

Для  $\beta \approx 1$  рад/мм, что соответствует второму максимуму на фиг. 2, в спектрах по  $\alpha_r$  (фиг. 3), как уже отмечалось, содержится несколько пиков. Фазовая скорость, соответствующая волне с наибольшей амплитудой, нанесена на фиг. 4 отдельной точкой ( $\beta=1,1$  рад/мм,  $\chi=77,5^\circ$ ,  $\alpha_r=0,24$  рад/мм). Оценки  $c_x$  для других пиков дают  $c_x < 0,2$  и  $\chi < 45^\circ$ . Это — фазовые скорости акустических волн (по терминологии Мэка), они попадают внутрь области, ограниченной  $c_x$ .

Оценки степеней роста для собственных волн, возбужденных в сверхзвуковом пограничном слое гармоническим источником, приведены на

фиг. 5. Данные получены по 11 точкам после дифференцирования экспериментальной зависимости, аппроксимированной параболой, и соответствуют  $Re=593$ . Этот результат объясняет выделение в спектрах по  $\beta$  максимума при  $\beta=0,3-0,4$  ( $x=50$  мм), так как соответствующие этим волновым числам волны с  $\chi=60-70^\circ$  нарастают быстрее других.

Можно отметить также, что волновой пакет не расплывается в пространстве потому, что максимум в амплитудных спектрах по  $\beta$  (фиг. 2) эволюционирует от 0 до 0,35 рад/мм, т. е. в сторону больших  $\beta$ , тогда как для расплывания необходима обратная тенденция. Она реализуется, например, для  $M=2$ , если максимум зависимости  $-\alpha_i(\chi)$  (фиг. 5) эволюционирует с ростом  $x$  в сторону меньших  $\beta$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
2. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
3. Качанов Ю. С. Резонансно-волновая природа перехода к турбулентности в пограничном слое // Моделирование в механике. Новосибирск, 1987. Т. 1. № 2. С. 75-98.
4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
5. Маслов А. А. Экспериментальные исследования устойчивости при сверхзвуковых скоростях // Механика неоднородных систем. Новосибирск, 1985. С. 32-50.
6. Kendall J. M. Supersonic boundary layer stability experiments // AR TR-0158 (S3816-63)-1. 1967. V. 2. Section 10. P. 1-8.
7. Kendall J. M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 3. P. 290-299.
8. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 37-43.
9. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на конусе // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 15. Вып. 4. С. 64-69.
10. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ. 1986. № 5. С. 107-112.
11. Хэррис Ф. Дж. Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье // Тр. Ин-та инж. по электротехн. и радиоэлектронике. 1978. Т. 66. № 1. С. 60-96.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
29.VI.1989