

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МОДЕЛИ И В СЛЕДЕ ЗА НЕЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

В.И. Лысенко, А.Д. Косинов, Ю.Г. Ермолаев

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

e-mail: gaponov@itam.nsc.ru

For the first time by experimental way at supersonic speeds, the development of the artificial disturbances in the system “the boundary layer on the flat site of a plate – the boundary layer on an opposite wedge (a model stern) after a fan of expansion waves – the wake” was investigated. The strong stabilization of disturbances at passage through a fan of expansion waves at transition from a flat plate to an opposite wedge was confirmed. It was found, that the wake disturbances have a complex wave structure. It was obtained, that for the symmetric mode in the supersonic wake the three-dimensional waves are the most unstable.

Введение

Характер течения в следе за телом в значительной мере определяет аэродинамику летательного аппарата. Так, величина донного сопротивления при ламинарном и турбулентном режимах обтекания может различаться более чем в 2 раза [1], а его доля в полном сопротивлении достигать 50% (например, для тел вращения) [1, 2]. При этом состоянии пограничного слоя на обтекаемом теле оказывает влияние на положение перехода в следе.

В системе "пограничный слой – след" все еще слабо изученным является процесс возникновения турбулентности в следе за телом. В экспериментах [3-11] по устойчивости следа при сверхзвуковых скоростях потока изучается развитие естественных пульсаций, поэтому отсутствуют полные пространственные характеристики возмущений, необходимые для развития теории. Эти характеристики можно получить при изучении контролируемых возмущений, моделирующих процесс развития естественных [12]. Если работ, в которых изучалось развитие искусственных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое, сравнительно много ([12-15] и др.), то работы по исследованию развития искусственных возмущений в сверхзвуковом следе вообще отсутствуют. Основным ограничением применения метода контролируемых пульсаций при изучении волновых процессов в следе является неоднородность течения, что затрудняет определение волновых характеристик неустойчивых возмущений, однако волновой подход в ряде случаев применять можно. В частности, в квазидвумерной задаче неоднородность течения имеется только вдоль потока, тогда можно определять волновые спектры по поперечному волновому числу, а в линейном приближении – определять передаточные характеристики по волновым числам. Таким образом, практическая реализация контролируемых экспериментов в следе зависит от характера течения.

Согласно теории [16], в сверхзвуковом следе могут наблюдаться два типа неустойчивых возмущений (антисимметричная и симметричная моды). В соответствии с результатами расчетов, приведенными в [17], для антисимметричной моды наиболее неустойчивыми являются двумерные волны. Их фазовая скорость около 0,8. Двумерный характер наиболее неустойчивых возмущений этой моды сохраняется при до-, сверх- и гиперзвуковых скоростях потока. Для симметричной моды при сверхзвуковых скоростях наиболее неустойчивы трехмерные возмущения, а фазовая скорость возрастает с увеличением числа Маха. При $M = 2$ она равна примерно 0,6. По характеру неустойчивости и значениям фазовой скорости симметричная мода подобна собственным возмущениям сверхзвукового пограничного слоя.

Представляется возможным влияние возмущений в пограничном слое модели на возмущения в следе, поскольку их волновые характеристики близки. В то же время необходимо учитывать и то обстоятельство, что формирование следа за телом сопровождается неоднородностью течения в продольном направлении, что приводит к изменению дискретного спектра по волновым числам в непрерывный.

Целью данной работы было изучение развития искусственных возмущений (инициированных в пограничном слое модели) в системе "пограничный слой на плоском участке пластины - пограничный слой на обратном клине (хвосте модели) за веером волн разрежения – след" при сверхзвуковой скорости набегающего потока.

1. Постановка экспериментов

Данные эксперименты проведены в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН [18] при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2,0$, единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 5,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, температуре торможения потока около 290 К.

В качестве основной модели (модели 1) использовалась теплоизолированная стальная симметричная плоская пластина длиной (от передней кромки до задней) 80 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, имеющая носик и корму в виде клина (корму – в виде обратного клина) с полууглом скоса 14° и притуплением передней и задней кромок 0,1 мм. Длина и носика, и кормовой части составляла 20 мм. Для проведения дополнительного эксперимента использовалась модель 2 (доработанная модель 1). У модели 2 корма имела вид обратного клина с полууглом скоса 10° . Соответственно длина кормовой части увеличилась с 20 до 28 мм, а длина центрального участка уменьшилась до 32 мм (на модели 1 она равнялась 40 мм). Других отличий между моделями 1 и 2 не было.

Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки. Внутри модели в центре (по длине и ширине) был вмонтирован источник контролируемых возмущений, аналогичный [15, 19]. Для возбуждения возмущений использовался высокочастотный электрический разряд. В пограничный слой возмущения проникали через отверстие диаметром 0,4 мм в 40 мм от передней кромки. При горении электрического разряда в пробойном промежутке между электродом и поверхностью модели (под отверстием на поверхности пластины) возникали пульсации давления и температуры, которые возмущали пограничный слой, проникая в него через это отверстие. Конструкция и подробное описание источника приведены в [19]. От отверстия источника возмущений начинался отсчет продольной координаты x и трансверсальной z .

Схема зажигания высокочастотного электрического разряда состояла из задающего генератора сигналов ГЗ-112/1, усилителя мощности, повышающего трансформатора и электродов (эта схема также описана в [19]). Процесс горения разряда контролировался по осциллографу С1-96.

В первом измеренном в пограничном слое сечении ($x = 8$ мм) показатель превышения максимальной амплитуды возмущения над естественным фоном был примерно 10, а в следе – около 2. Представленные в работе результаты получены для пульсаций частотой $f = 20$ кГц.

Для измерения возмущений использовались термоанемометр постоянного сопротивления и одноточечный датчик из вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм, изготовленные в ИТПМ СО РАН. Величина перегрева нити датчика была 0,8, вследствие этого можно утверждать, что фиксировались преимущественно пульсации массового расхода. В качестве частотного фильтра использовался селективный усилитель У2-8 с полосой пропускания 1%.

Исследования возмущений в пограничном слое модели и в следе за моделью 2 проводились в слое, в котором пульсации максимальны. Измерения в следе за моделью 1 выполнялись при $E = \text{const}$, где E – среднее напряжение в диагонали моста термоанемометра, равное среднему напряжению по измерениям в пограничном слое в конце модели (это соответствовало перемещению датчика по линии равного массового расхода).

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных [19], которой оборудована аэродинамическая труба Т-325. Пульсационное и среднее напряжения с термоанемометра записывались в ЭВМ (ДВК-3.2) с помощью десятиразрядных амплитудно-цифровых преобразователей (АЦП) с частотой отсчетов 1 МГц. Запуск АЦП производился синхронно с генератором искусственно вводимых возмущений. Для увеличения отношения сигнал/шум осуществлялось синхронное суммирование осциллограмм сигнала по 200 реализациям. Длина каждой реализации по времени 200 мкс. В процессе эксперимента контролировались осредненные осциллограммы пульсационного сигнала. Это позволяло достаточно точно определять границы введенного волнового пакета по z . В экспериментах измерялись осциллограммы в нескольких сечениях по x .

Полная спектральная обработка цифровых осциллограмм выполнялась на IBM PC. Для спектральной обработки экспериментальных данных использовалось дискретное Фурье-преобразование в виде

$$e_{\beta\omega}(x, y) = \frac{2}{T} \sum_{j,k} e(x, y, z_j, t_k) \exp\left(-i\left[\beta z_j - \omega t_k\right]\right)$$

где $e(x, y, z_j, t_k)$ – пульсационный сигнал с термоанемометра, осредненный по реализациям, T – длина реализации по времени, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота возмущения, β – волновое число в z -направлении, j – список по координате z , k – список по времени. Амплитуда и фаза возмущений (в их обозначении опустим индекс ω , поскольку селективный усилитель был настроен на одну частоту) находились по формулам

$$A_{\beta} = \{\text{Re}^2[e_{\beta\omega}(x, y)] + \text{Im}^2[e_{\beta\omega}(x, y)]\}^{0.5},$$

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

Угол наклона фронта волны к основному потоку $\chi = \text{arctg}[\beta/\alpha_r(\beta)]$, где волновое число в x -направлении α_r определялось из соотношения $\alpha_r(\beta) = \Delta\Phi_{\beta}(x)/\Delta x$ благодаря линейной зависимости $\Phi_{\beta}(x)$.

Фазовая скорость возмущений определялась по формуле $c_x = \lambda_x f / U_e$, где $\lambda_x = 2\pi/\alpha_r$ – длина волны возмущения, U_e – скорость потока на границе слоя.

2. Результаты

В соответствии с условиями обтекания модели, течение в пограничном слое имело неоднородности по потоку, связанные с двумя веерами волн разрежения. Первый веер начинался вблизи места перехода носового клина к центральному (плоскому) участку модели, второй – возле места перехода центрального участка к обратному клину. В работе [14] (это исследование выполнялось на модели "конус-цилиндр") обнаружено, что за веером волн разрежения давление устанавливается постоянным на расстоянии, равном 20 толщинам пограничного слоя. Для условий настоящих экспериментов это составляло примерно 6 мм от первого излома модели, причем для модели "клин-пластина" это расстояние должно быть еще меньше. Таким образом, в данных экспериментах источник возмущений располагался в безградиентном (по x) потоке. В этом случае следует ожидать развития возмущений на центральном участке модели аналогично данным экспериментов в пограничном слое на плоской пластине [14].

В данной работе развитие возмущений изучалось условно на 3 участках: 1) на центральном (плоском) участке пластины, 2) при прохождении через веер волн разрежения и на обратном клине и 3) в следе.

2.1. На центральном (плоском) участке модели. Для определения характера развития введенного пространственного волнового пакета ($f = 20$ кГц) выполнены измерения распределений по трансверсальной координате z пульсаций массового расхода в пограничном слое при $x = 8, 13$ и 18 мм. Исследованная дистанция приблизительно соответствует одной длине волны возмущений. После обработки данных получены волновые амплитудно-фазовые спектры по β и дисперсионные зависимости $\alpha_r(\beta)$ и $\chi(\beta)$. На рис. 1 показаны амплитудные спектры \square_{β} по β для $x = 8, 13$ и 18 мм, обезразмеренные на среднюю величину массового расхода в точках измерения. Таким образом подтверждено, что на плоском участке модели, как и в случае плоской пластины [15], наиболее неустойчивы наклонные возмущения с $\beta = \pm 1$ рад/мм. Несимметричность в спектрах вызвана свойствами источника возмущений, что подтверждается после нормировки амплитудных спектров по β на начальный (при $x = 8$ мм) спектр. Это демонстрируется на рис. 2, где приводятся примеры нормированных амплитудных спектров A_{β}^* для $x = 13$ и 18 мм (кривые 1 и 2) в зависимости от β , а также дисперсионная зависимость $\chi(\beta)$ (кривая 3), где χ – угол наклона волны к потоку. Определено, что на участке $x = 8 - 18$ мм фазовая скорость распространения возмущений $c_x \approx 0.55$, волновое число в продольном направлении $\alpha_r \approx 0,45$ рад/мм, а наиболее неустойчивы – наклонные возмущения с $\chi \approx 60^\circ$. Все полученные в пограничном слое на плоском участке модели данные хорошо согласуются с аналогичными исследованиями на плоской пластине [12, 13, 15].

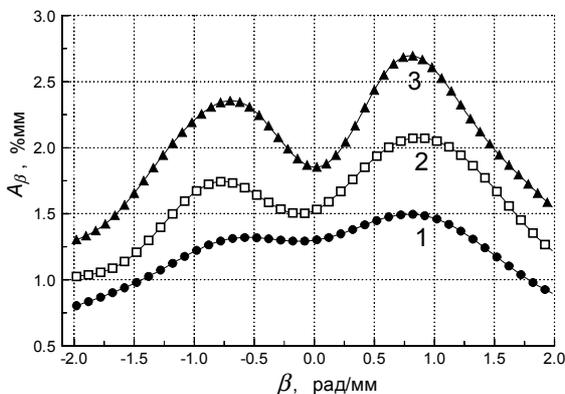


Рис. 1. Амплитудные спектры для $x = 8, 13$ и 18 мм (плоский участок модели).
 $x = 8$ (1), 13 (2), 18 мм (3).

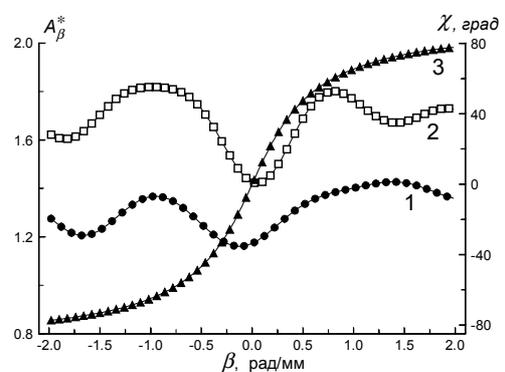


Рис. 2. Нормированные амплитудные спектры для $x = 8, 13$ и 18 мм и дисперсионная зависимость для (плоский участок модели).
 $1 - A_{x=13}/A_{x=8}$, $2 - A_{x=18}/A_{x=8}$, χ при $x = 8-18$ мм.

2.2. Прохождение через веер волн разрежения и их эволюция на обратном клине. Измерения распределений контролируемых пульсаций по z на обратном клине выполнены при $x = 25,2; 30$ и 35 мм. На рис. 3 показаны амплитудные спектры A_β^* по β для этих значений продольной координаты, нормированные на начальный спектр возмущений при $x = 8$ мм. Рисунок 3 (кривая 1, $x = 25,2$ мм) показывает существенную стабилизацию возмущений при прохождении через веер волн разрежения (т.е. при отрицательном градиенте давления). Это утверждение находится в полном соответствии с результатами теоретических работ [20-23] и с экспериментами [14, 24], в которых исследования проводились на модели "конус-цилиндр". В целом, на обратном клине после веера волн разрежения (в диапазоне $x = 25,2-35$ мм), наблюдается некоторое уменьшение уровня возмущений. Полученные данные соответствуют утверждениям [23, 24] о том, что устойчивость, возникшая под воздействием поворота течения, сохраняется на больших расстояниях после его завершения, и соответствуют выводу [14] о том, что на некотором расстоянии после возвращения (после поворота течения) пограничного слоя к равновесному состоянию он остается устойчивым. Однако важно заметить, что работа [23] и часть работы [24] – теоретические, а в экспериментальной работе [14] и в экспериментальной части работы [24] исследования проведены на модели "конус-цилиндр".

Как уже отмечалось выше, измерения распределений по z выполнялись в максимуме контролируемых пульсаций поперек пограничного слоя. Если до поворота течения ($x = 20$ мм) этот максимум был при $\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} = 0,9$, то после излома модели – при $\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} = 0,55$. Получено, что течение было однородным по z вплоть до $x = 30$ мм, а при $x = 35$ мм обнаружено существенное (до 5-10 % относительно массового расхода в свободном потоке) искажение течения в трансверсальном направлении, которое носило характер, близкий к периодическому. Эта периодичность соответствовала примерно 2 мм. Возможно, появление такой неоднородности по z вызвано влиянием следа.

2.3. Эволюция возмущений в следе. Как показали измерения контролируемых пульсаций в ближнем следе за моделью, масштаб и уровень неоднородности течения в трансверсальном направлении оставался таким же, как и на обратном клине при $x = 35$ мм. Измерения распределений по z выполнялись при $\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} = 0,55$. На

рис. 4 приведен нормированный амплитудный спектр A_β^* по β в следе для $x = 43$ мм. Из рис. 4 видно, что в следе появляются дополнительные пики в спектрах по β . Полученные в этом же эксперименте данные для $x = 48$ мм оказались искажены, так как это сечение находится уже в зоне сильного нелинейного развития возмущений в следе (а примерно при $x = 53$ мм, как показали осциллограммы, в следе начинается переход). Поэтому проводилось дополнительное исследование на измененной модели (модели 2, с более коротким плоским участком пластины – 32 мм вместо 40 – и более длинным хвостом модели – 28 мм вместо 20) для того, чтобы более уверенно проследить за развитием возмущений в следе. Дело в том, что такое изменение модели стабилизирует возмущения в следе. Во-первых, как показано в работе [10], с ростом длины кормовой части пластины положение перехода в следе смещается вниз по потоку, при этом несколько повышается устойчивость следа. Во-вторых, уменьшение угла обратного клина (с 14° до 10°) и, естественно, угла поворота течения перед следом ведет к уменьшению интенсивности соответствующего скачка уплотнения, который может быть генератором возмущений (аналогично вееру волн разрежения, который в работах [14, 24] приводил к росту звуковых колебаний). И при уменьшении интенсивности скачка уплотнения соответственно могут ослабевать и генерируемые им возмущения. Таким образом, вышеуказанные факторы должны были привести (при исследовании на модели 2) к значительному удлинению ламинарного участка развития возмущений в следе и к затягиванию перехода.

На рис. 5, 6 приведены амплитудные спектры A_β^* по β и χ в следе за моделью 2 для $x = 41,5; 51,5$ и $61,5$ мм, нормированные на волновой спектр при $x = 9$ мм. Эти результаты показывают эволюцию возмущений в следе и отличаются от данных, представленных на рис. 4. Во-первых, относительная амплитуда существенно (в 6-7 раз) меньше, чем для первой модели; во-вторых, спектры более гладкие, с меньшей модуляцией амплитуды. По-видимому, это связано с изменившимся характером течения, ставшим менее неустойчивым, и с существенно меньшей неоднородностью течения в трансверсальном направлении. На рис. 7 приведены фазовые спектры

Φ_β по β в следе для $\chi = 41,5; 51,5$ и $61,5$ мм. Эти спектры весьма сходны с фазовыми спектрами для возмущений в пограничном слое. Зависимости 2 и 3 подобны друг другу, что говорит об однозначном соответствии α_r и β .

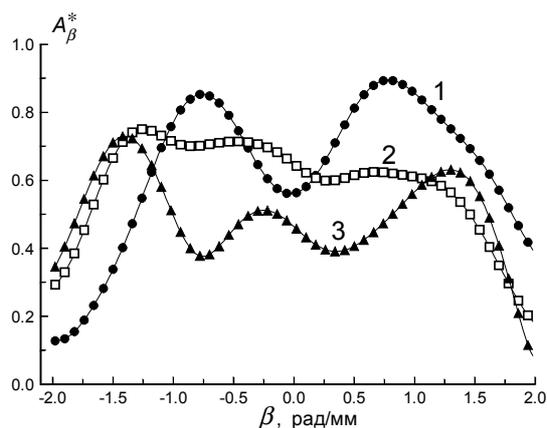


Рис. 3. Нормированные амплитудные спектры для $x = 25,2; 30$ и 35 мм (обратный клин).
1 – $A_{x=25,2}/A_{x=8}$, 2 – $A_{x=30}/A_{x=8}$, $A_{x=35}/A_{x=8}$.

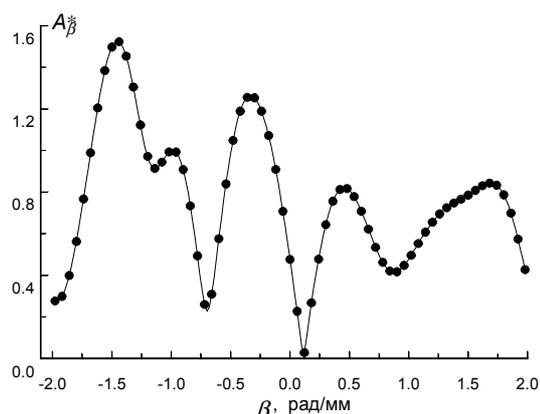


Рис. 4. Нормированный амплитудный спектр для $x = 43$ мм (след, модель 1).
 $A_{x=43}/A_{x=8}$.

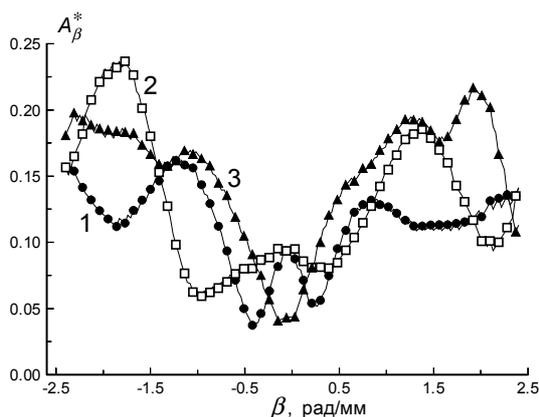


Рис. 5. Нормированные амплитудные спектры для $x = 41,5; 51,5$ и $61,5$ мм (след, модель 2).
1 – $A_{x=41,5}/A_{x=9}$, 2 – $A_{x=51,5}/A_{x=9}$, $A_{x=61,5}/A_{x=9}$.

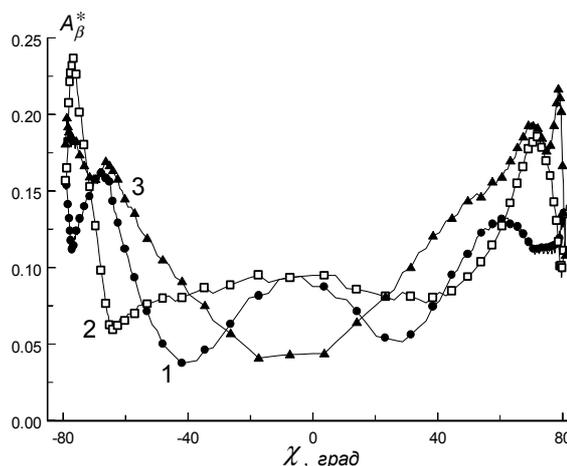


Рис. 6. Нормированные амплитудные спектры в зависимости от угла наклона волнового вектора к потоку для $x = 41,5; 51,5$ и $61,5$ мм (след, модель 2).
1 – $A_{x=41,5}/A_{x=9}$, 2 – $A_{x=51,5}/A_{x=9}$, $A_{x=61,5}/A_{x=9}$.

Небольшая несимметрия обусловлена погрешностью при определении координаты $z = 0$ (ее соответствием положению источника возмущений) и не может сказываться на точности определения волновых характеристик α_r и c_x . Аномальная зависимость $\Phi_\beta(\beta)$ при $\beta < |0,5|$ (кривая 1 для $x = 41,5$ мм) вызвана малостью амплитуды возмущений в этой области спектра.

Оценка фазовой скорости возмущений в следе ($x = 51,5-61,5$ мм), приведенная на рис. 8 (кривая 1) в зависимости от угла наклона волнового вектора к потоку, позволяет заключить, что в данных экспериментах преимущественно наблюдается эволюция симметричной моды в следе, которая по фазовым скоростям близка к собственным волнам сверхзвукового пограничного слоя. Кривая 2 на рис. 8, представляющая зависимость амплитуды волн от угла наклона при $x = 61,5$ мм, показывает, что наибольшую относительную амплитуду имеют возмущения с углами наклона больше 60° . Более сложную эволюцию возмущений в следе за первой моделью можно связывать с большей неустойчивостью и неоднородностью течения. В принципе, в каком-то особом случае, последнее обстоятельство может приводить к сильной расстройке возмущений по волновым числам в продольном направлении и генерации квазидвумерной антисимметричной моды.

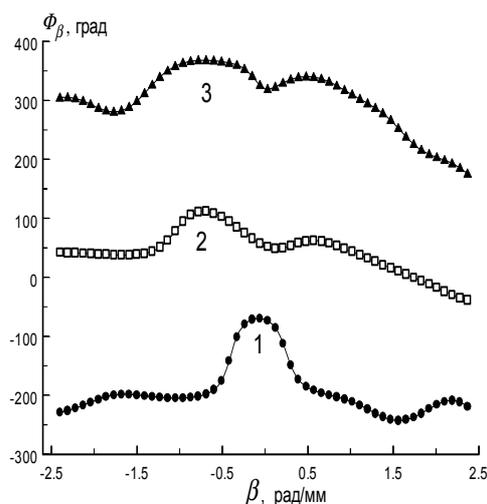


Рис. 7. Фазовый спектр для $x = 41,5; 51,5$ и $61,5$ мм (след, модель 2).
 $x = 41,5$ (1), $51,5$ (2), $61,5$ мм (3).

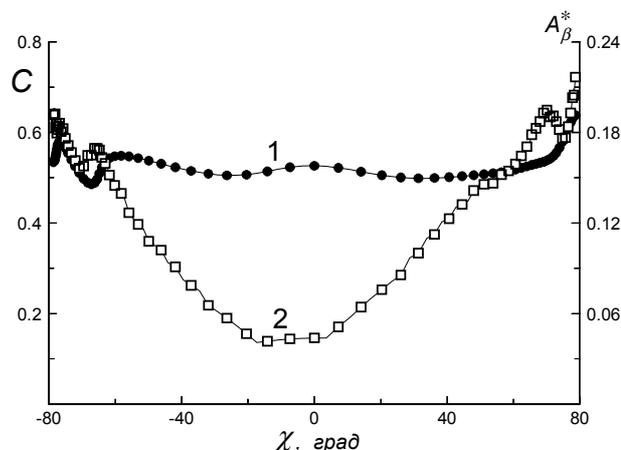


Рис. 8. Фазовая скорость (на участке $x = 51,5-61,5$ мм) и амплитуда волн (при $X = 61,5$ мм) в зависимости от угла наклона волнового вектора к потоку (след, модель 2).

1 – $C_{x=51,5 \div 61,5 \text{ мм}}$, 2 – A_β^* при $x = 61,5$ мм.

3. Заключение

Впервые при сверхзвуковой скорости набегающего потока экспериментально изучено развитие искусственных возмущений в системе "пограничный слой на плоском участке пластины – пограничный слой на обратном клине (хвосте модели) за веером волн разрежения – след". Подтверждена значительная стабилизация возмущений при прохождении через веер волн разрежения при переходе от плоской пластины к обратному клину. Найдено, что возмущения в следе имеют сложную волновую структуру. Получено, что для симметричной моды в сверхзвуковом следе наиболее неустойчивы трехмерные возмущения.

Список литературы

- [1] Михалев А.Н. О влиянии числа Рейнольдса на параметры ближнего следа сверхзвуковых конусов // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С.88-98.
- [2] Ковеня В.М., Лебедев А.С. Численное моделирование вязкого отрывного течения в ближнем следе // ПМТФ. 1989. № 5. С. 53-59.
- [3] Беренс. Исследование дальней части следа за цилиндрами при гиперзвуковых скоростях. Ч.П. Устойчивость // РТК. 1968. Т. 6, № 2. С. 41-50.
- [4] Деметриадес А. Измерения при помощи термоанемометра в следах за тонкими телами, обтекаемыми гиперзвуковым потоком // РТК. 1964. Т. 2, № 2. С. 28-35.
- [5] Беренс, Коу. Экспериментальное исследование устойчивости следа за двумерными тонкими телами при гиперзвуковых скоростях // РТК. 1971. Т. 9, № 5. С. 102-111.
- [6] Беренс, Льюис, Уэбб. Развитие турбулентности в сверхзвуковых следах за клином // РТК. 1971. Т. 9, № 10. С. 230-232.
- [7] Маклафлин, Картер, Финстон, Форни. Экспериментальное исследование потока в сверхзвуковом следе за конусом при ламинарном режиме обтекания // РТК. 1971. Т. 9, № 3. С. 165-172.
- [8] Маклафлин. Экспериментальное исследование устойчивости ламинарного сверхзвукового следа за конусом // РТК. 1971. Т. 9, № 4. С. 191-199.
- [9] Лысенко В.И., Семенов Н.В. Устойчивость следа за плоской пластиной при сверхзвуковой скорости ее обтекания // ПМТФ. 1995. № 6. С. 55-59.
- [10] Лысенко В.И. Экспериментальное исследование развития возмущений в сверхзвуковом следе за плоской пластиной // Изв. РАН, Сер. МЖГ. 1996. №4. С. 167-171.
- [11] Лысенко В.И. Экспериментальное исследование устойчивости следа за плоской пластиной при различных параметрах набегающего сверхзвукового потока // ПМТФ. 1996. №4. С. 57-61.
- [12] Косинов А.Д., Маслов А.А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. РАН, Сер. МЖГ. 1984. № 5. С. 37-43
- [13] Косинов А.Д., Маслов А.А., Шевельков С.Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ. 1986. №5. С. 107-112.

- [14] **Косинов А.Д., Маслов А.А., Шевельков С.Г.** Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя за веером волн разрежения // ПМТФ. 1989. №3. С. 113-117.
- [15] **Kosinov A.D., Maslov A.A., Shevelkov S.G.** Experiments on the stability of supersonic laminar boundary layer // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 219. С. 621-633.
- [16] **Lees L., Gold H.** Stability of laminar boundary layers and wakes at hypersonic speeds. Part 1. Stability of laminar wakes. Fundamental phenomena in hypersonic flow // Proc. of Intern. Symp., Buffalo. N.Y.: Cornell Univ. Press, 1964. No. 4. P. 310-337.
- [17] **Chen J.H., Cantwell B.J., Mansour N.N.** The effect of Mach number on the stability of a plane supersonic wake // Phys.Fluids A. Vol. 2, No. 6, June 1990. P. 984-1004.
- [18] **Багаев Г.И., Лебига В.А., Приданов В.Г., Черных В.В.** Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования: Сб. науч. тр. Новосибирск: Изд. Ин-та теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1972. С. 11-13.
- [19] **Kosinov A.D., Semionov N.N., Shevelkov S.G.** Investigation of supersonic boundary layer stability and transition using controlled disturbances // Intern. Conf. on Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 2. Novosibirsk, 1994. P. 159-166.
- [20] **Гапонов С.А., Маслов А.А.** Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с градиентом давления и отсасыванием // Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск: Изд. Ин-та теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1979. С. 95-103.
- [21] **Лысенко В.И.** Характеристики устойчивости сверхзвукового пограничного слоя и их связь с положением перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Изв. СО АН СССР, Сер. техн. наук, 1985. Вып. 1, № 4. С. 79-86.
- [22] **Лысенко В.И.** О роли первой и второй мод возмущений в процессе перехода сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ. 1985. № 6. С. 58-62.
- [23] **Гапонов С.А., Петров Г.В.** Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при повороте течения // Изв. СО АН СССР, Сер. техн. наук. 1987. Вып.5, № 18. С. 25-30.
- [24] **Гапонов С.А., Косинов А.Д., Маслов А.А., Шевельков С.Г.** О влиянии веера волн разрежения на развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // ПМТФ. 1992. № 2. С. 52-55.