

УДК 532.526

О механизмах взаимодействия контролируемых возмущений в области продольного следа в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины*

**А.Д. Косинов, Н.В. Семенов, М.В. Питеримова, А.А. Яцких,
Ю.Г. Ермолаев, Б.В. Смородский, А.В. Шмакова**

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: kosinov@itam.nsc.ru

Настоящая работа посвящена поиску механизмов взаимодействия волн в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, течение в котором искажено продольным возмущением, порожденным на острой передней кромке парой слабых ударных волн. Выполнен анализ пространственно-временных распределений и частотно-волновых спектров пульсаций и их волновых характеристик в линейной и слабонелинейной фазе развития волнового поезда в неоднородном пограничном слое в условиях фиксированной мощности локально-го источника контролируемых возмущений. По результатам экспериментов предложены варианты взаимодействия волн в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины в области продольного следа, порожденного N-волной.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, N-волна, контролируемые возмущения, продольный след, плоская пластина, термоанемометрия, волновые характеристики.

Введение

Воздействие слабых ударных волн на переднюю кромку плоской пластины может порождать продольное стационарное возмущение в сверхзвуковом пограничном слое [1]. Сформировавшееся в трансверсальном направлении неоднородное течение влияет на процесс ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое [2, 3]. Как отмечалось в работе [2], это влияние может быть и разнонаправленным: продольный след либо затягивает переход в пограничном слое вниз по потоку, либо сдвигает его вверх по течению.

Преднамеренное введение в пограничный слой продольных следов имеет практическую значимость из-за их способности затягивать ламинарно-турбулентный переход (обычно в условиях высокого уровня турбулентности потока), что подтверждается

* Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00666. Эксперименты проведены с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН), <https://rscf.ru/project/22-19-00666/>.

© Косинов А.Д., Семенов Н.В., Питеримова М.В., Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Смородский Б.В., Шмакова А.В., 2024

при дозвуковых скоростях [4–8]. Экспериментальное изучение механизмов взаимодействия возмущений в пограничных слоях является важным аспектом для теоретического описания волновых процессов ламинарно-турбулентного перехода [9, 10]. Традиционный подход для исследований процессов при наличии возмущений набегающего потока состоит в анализе порождения мод пограничного слоя, их линейного развития и выделения неустойчивых мод, нелинейное взаимодействие которых разрушает ламинарное течение. В последнем случае знание механизмов взаимодействия неустойчивых возмущений позволяет существенно облегчить решение задачи численного моделирования процесса ламинарного перехода и предсказание его положения в пограничном слое. При моделировании ламинарно-турбулентного перехода актуальными являются два метода: прямое численное моделирование и проведение расчетов с использованием волнового подхода теории гидродинамической устойчивости, а успешность работы в целом зависит от наличия экспериментальных данных, необходимых для сравнения с численными результатами. Введение в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений позволяет получать необходимые экспериментальные данные [11]. В случае неоднородного течения такие данные должны дополняться экспериментально определенными характеристиками среднего течения [12]. Как показали эксперименты [1, 12], пространственные характеристики продольных возмущений в трансверсальном направлении зависят от величины притупления передней кромки пластины. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине с острой передней кромкой является классической задачей для теоретического и экспериментального исследований. В представленной работе планируется ограничиться этим случаем.

Таким образом, настоящая работа связана с поиском механизмов взаимодействия волн в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, течение в котором иска- жено продольным возмущением, порожденным на острой передней кромке парой слабых ударных волн. Процесс реализован на основе анализа пространственно-временных распределений и частотно-волновых спектров пульсаций и их волновых характеристик в линейной и слабонелинейной фазе развития волнового поезда в неоднородном пограничном слое в условиях фиксированной мощности локального источника контролируемых возмущений. Данная работа является продолжением цикла исследований, представленных в публикации [11].

Постановка экспериментов и методика обработки данных

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэrodинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Maxa 2 и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = U/v = = (8,0 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Средние и пульсационные характеристики потока измерялись термоанемометром постоянного сопротивления. С помощью координатного устройства датчик термоанемометра имел возможность перемещаться в следующих направлениях: вдоль потока (ось x), поперек набегающего потока (ось z) и по вертикали (ось y). Перегрев нити датчика задавался примерно равным 0,8. Таким образом, основной вклад в измеряемый сигнал вносился пульсациями массового расхода [13]. В ходе экспериментов параметры течения в рабочей части установки регистрировались с помощью автоматизированной системы измерения. Постоянная часть сигнала на выходе термоанемометра (E) измерялась с помощью мультиметра Agilent 34401A, а переменная составляющая напряжения записывалась в память персонального компьютера 12-разрядным аналогово-цифровым

преобразователем (АЦП) с частотой дискретизации 750 кГц. В каждой точке по пространству проводилось по четыре измерения всех параметров потока и осцилограмм пульсаций длиной 65536 отсчетов. Осцилограммы были синхронизированы с работой источника контролируемых измерений.

Неоднородность среднего течения характеризуется относительным изменением величины среднего массового расхода ρU в распределениях по координате z . Количественно это изменение получено из измерений термоанемометром по пространству. Зависимость $\rho U(z)$ определялась из уравнения, выражающего связь среднего напряжения на выходе термоанемометра со средним массовым расходом [11]:

$$E^2 = L + N(\rho U)^n,$$

где L и N — размерные калибровочные коэффициенты для конкретного датчика, а $n = 0,5$.

В работе использовалась модель в виде плоской стальной пластины с источником контролируемых возмущений, которая также применялась в экспериментах по исследованию слабонелинейной эволюции волнового поезда [14]. Модель устанавливалась в рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки и имела следующие размеры: толщина — 10 мм, длина — 450 мм, ширина — 200 мм. Радиус цилиндрической части передней кромки составлял $(0,039 \pm 0,002)$ мм. Передняя кромка имела скос в нижней части модели. Угол скоса составлял около $14^\circ 30'$.

Для генерации контролируемых возмущений использовался высокочастотный тлеющий разряд в камере внутри модели, как это было описано в работах [14, 15]. Через отверстие диаметром 0,45 мм в поверхности пластины возмущения из камеры с разрядом проникали в пограничный слой. Для зажигания тлеющего разряда использовался генератор ГЗ-112/1 в режиме синусоидального сигнала и усилитель мощности 200 Вт с выходным трансформатором на напряжение амплитудой до 1000 В. Частота генератора $f_{\text{ген}} = 9993 - 9994$ Гц. Зажигание разряда происходило дважды за период синусоидального сигнала; таким образом, основная частота контролируемых возмущений, вводимых в пограничный слой, составляла $2f_{\text{ген}}$. При проведении данных исследований электрическая мощность на источнике возмущений фиксировалась и была такой же, как в работе [11].

Стационарное продольное возмущение в пограничном слое модели порождалось в результате воздействия N-волн на переднюю кромку пластины (см. рис. 1). Для введения в поток N-волны использовалась двумерная ПВХ-лента, которая была наклеена на боковую стенку рабочей части трубы и генерировала в поток две слабых ударных волны. Лента имела ширину по потоку $d = 7$ мм, высоту — $h = 255$ мкм, длину — около 160 мм и располагалась на расстоянии $x = -155$ мм от передней кромки модели. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Измерения выполнялись в пограничном слое модели в сечениях $x = 60 - 90$ мм с шагом, равным 10 мм, и в сечении $x = 110$ мм. Траектория движения датчика в пограничном слое показана на рис. 2. Измерений амплитуды падающей N-волны в данных экспериментах не проводилось, однако многократные измерения, сделанные ранее, указывают, что распределения нормированного массового расхода для данного размера ПВХ-ленты остаются практически одинаковыми в пределах точности $\pm 3\%$. В качестве примера можно рассматривать результат из работы [11], представленный на данном рисунке. В этой работе на переднюю кромку пластины воздействовала N-волна амплитудой peak-to-peak около 6 %.

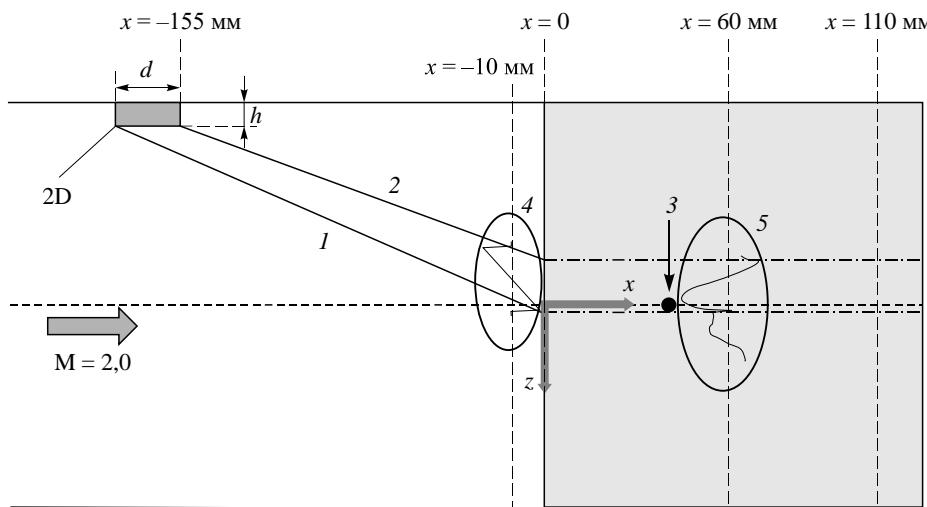


Рис. 1. Схема экспериментов с введением контролируемых возмущений в неоднородный пограничный слой.

2D — генератор слабых ударных волн; 1, 2 — падающие слабые ударные волны,
3 — источник контролируемых возмущений,

4, 5 — относительное изменение массового расхода в сечениях $x = -10$ и $x = 60$ мм.

Частотно-волновые спектры контролируемых (периодических) возмущений определялись с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ), записанного в виде:

$$\tilde{A}(x_k, \beta, f_l) = \frac{\sqrt{2}}{\delta_0 T Q} \sum_{n=1} \sum_{j=1} A(x_k, z_j, t_n) e^{-i(\beta \cdot z_j - \omega_l t_n)} \Delta z_j \Delta t,$$

где $\delta_0 \approx 1$ мм — масштаб толщины пограничного слоя для нормировки, T — длина реализации по времени, $Q \approx 0,25$ — коэффициент чувствительности датчика термоанемометра

к пульсациям массового расхода, $A(x_k, z_j, t_n) = \frac{e'(x_k, z_j, t_n)}{E(x_k, z_j)}$ — мгновенная величина

безразмерных пульсаций выходного сигнала термоанемометра, Δt — шаг дискретизации по времени АЦП, $\Delta z_j = z_j - z_{j+1}$. Использование ДПФ по времени вместо алгоритма быстрого преобразования Фурье вызвано необходимостью достижения высокой точности (не хуже $\pm 0,1$ Гц) оценки гармоник контролируемых возмущений.

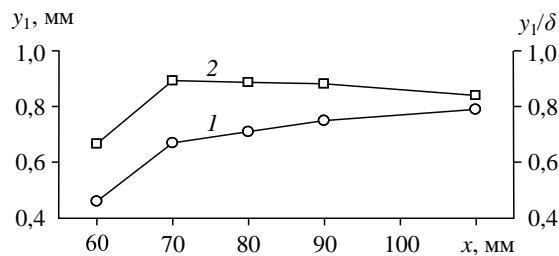


Рис. 2. Траектория движения датчика термоанемометра по координатам x, y_1 .

δ — толщина пограничного слоя, которая определялась из соотношения $\delta = 8\sqrt{x/Re_1}$; 1 — y_1 , 2 — y_1/δ .

Амплитуда и фаза возмущений после применения ДПФ находились по формулам

$$A(x_k, \beta, f_l) = \text{abs}[\tilde{A}(x_k, \beta, f_l)],$$

$$\Phi(x_k, \beta, f_l) = \arctg\left(-\frac{\text{Im}[\tilde{A}(x_k, \beta, f_l)]}{\text{Re}[\tilde{A}(x_k, \beta, f_l)]}\right).$$

Для проведения оценок волновых спектров амплитуды стационарных возмущений по волновому числу β (модуль трансверсальной компоненты волнового вектора) используются полученные из экспериментов данные в виде распределений дефекта относительной величины нормированного массового расхода по трансверсальной координате z при $x = \text{const}$:

$$A(z_i) = \frac{\rho U(z_i)}{\rho_\infty U_\infty(z_i)} - \overline{\left(\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty}\right)}.$$

Очевидно, что при этом $\sum_i A(z_i) = 0$.

Волновые спектры амплитуды среднего массового расхода в свободном потоке и в пограничном слое получены с использованием программы, написанной в среде графического программирования LABVIEW. Спектральные амплитуды рассчитывались с помощью ДПФ по формуле:

$$A_\beta(x_i, \beta_k) = \text{abs}\left[\frac{1}{z_0} \sum_{j=1}^M A(x_i, z_j) e^{-i(\beta_k z_j)} \Delta z\right],$$

где Z_0 — ширина области измерения, M — число измеренных точек, $\Delta z = z_j - z_{j+1}$.

Процедура оценки амплитудно-волнового спектра была проверена на данных с известными Фурье-образами.

Для условий рассматриваемых экспериментов, выполненных в аэродинамической трубе Т-325 на модели плоской пластины, ранее проводились расчеты по линейной теории устойчивости в рамках полной системы Лиза–Линя [16]. Были получены волновые характеристики наклонных возмущений массового расхода для частот 10, 20, 30 и 40 кГц. В настоящей работе эти результаты используются для анализа экспериментальных данных и частично для сравнения с ними.

Результаты экспериментов и их анализ

Воздействие пары слабых ударных волн (в виде N-волны) на переднюю кромку плоской пластины породило продольное стационарное возмущение в сверхзвуковом пограничном слое. Его характеристики в виде распределений полного массового расхода по координате z приведены на рис. 3 для $x = 60$ и 70 мм. При постановке эксперимента планировалось, что пространственный волновой пакет будет вводиться в продольный след, порожденный первым фронтом N-волны (см. рис. 1). Координата $z = 0$ соответствует линии, на которой расположено отверстие источника контролируемых возмущений. Судя по данным, приведенным на рис. 3, можно считать, что запланированная постановка эксперимента реализована. В области около координаты $z = 0$ в распределении массового расхода (рис. 3) имеется характерный максимум, который можно связать с результатом воздействия первого фронта N-волны.

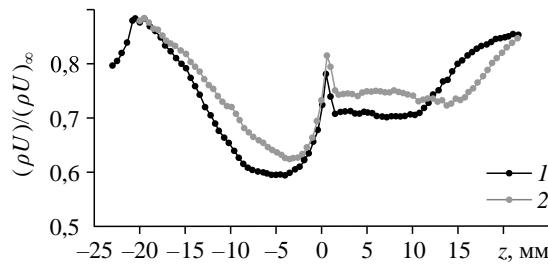


Рис. 3. Нормированная величина среднего массового расхода в зависимости от трансверсальной координаты z в сечениях $x = 60$ (1) и 70 (2) мм.

В отличие от работы [11], в рассматриваемых экспериментах измерения по трансверсальной координате проводились в более широкой области по z . Это было вызвано результатами работы [17], в которой численно рассчитывалось все поле возмущений внутри и над пограничным слоем пластины, порожденное N-волной. Оно характеризовалось двумя продольными следами в пограничном слое и внешним полем (давлением), порождаемым фронтом слабой ударной волны, которая продолжала свой путь над пограничным слоем примерно под углом Маха. Судя по распределениям, приведенным на рис. 3, последний эффект обнаружен в выполненных экспериментах в виде монотонно растущего массового расхода для $z > 12$ мм при $x = 60$ мм и $z > 16$ мм при $x = 70$ мм. Уширение растущего фронта здесь соответствует приблизительно 30 градусам. Однако при больших x прослеживать этот эффект было неrationально, поскольку волновой пакет должен был занимать область от $z = -15$ мм до $z = +15$ мм.

Рассматривая начальное распределение при $x = 60$ мм, будем считать, что продольная неоднородность порождается N-волной в области $-23 \text{ mm} < z < 3 \text{ mm}$. Указанная область характеризуется достаточно плавным изменением полного массового расхода от $z = -23$ мм до 0. Резкий характер изменения массового расхода происходит только в области от 0 до $z = 2$ мм. Поскольку неоднородность течения может влиять на механизмы взаимодействия возмущений, то в рамках волнового подхода, используемого в теории гидродинамической устойчивости, представляется актуальным оценить волновой спектр этой неоднородности. Последнее удобно сделать, если рассматривать данные в виде распределений дефекта относительной величины нормированного массового расхода по трансверсальной координате z : $A(z_i)$ при $x = \text{const}$. Этого не требуется в случае использования результатов экспериментов при прямом численном моделировании.

Отклик пограничного слоя на падающую N-волну, а также волновые амплитудные спектры стационарных возмущений, порожденных в пограничном слое пластины, приведены на рис. 4a и 4b соответственно. Из рис. 4a видно, что в пограничном слое пластины при $x = 60$ мм амплитуда порожденного возмущения peak-to-peak составляет около 30 %.

Для дальнейшего анализа эволюции продольного следа ограничимся областью $-20 \text{ mm} < z < 3 \text{ mm}$. Это вызвано желанием исследовать волновые характеристики стационарного следа вниз по потоку. Неоднородность течения измерялась не для всех сечений в одинаковом диапазоне по z . Однако, по-существу, на результатах это не отразится, поскольку для оценки волновых спектров стационарного возмущения удается сделать выбор области неоднородности по координате z .

На рис. 5a и 5b показаны отклики пограничного слоя на падающую N-волну, а также волновые амплитудные спектры стационарных возмущений, порожденных в погра-

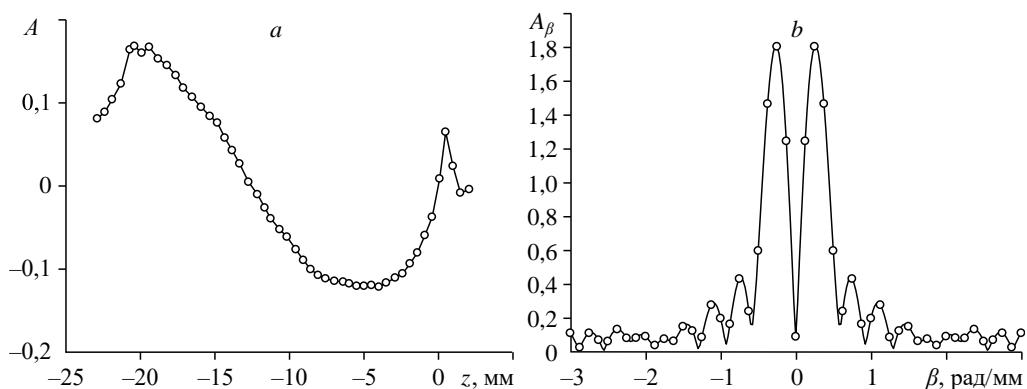


Рис. 4. Дефект среднего течения в зависимости от трансверсальной координаты z (а) и волновой спектр его амплитуды (б) в сечении $x = 60$ мм.

ничном слое пластины, полученные в сечениях $x = 60 \div 90$ мм. Как видно из рис. 5а, качественно дефект течения имеет подобный вид для всех контрольных сечений. То же самое можно отметить и для волновых спектров, приведенных на рис. 5б. Пики максимальной амплитуды наблюдаются в спектрах при значениях $|\beta| = 0,24$ рад/мм для всех приведенных сечений. Из сравнения амплитудных спектров, приведенных на рис. 4б и 5б, получено, что при уменьшении ширины распределения по z положение первого максимума в амплитудных спектрах по β сместились с $|\beta| = 0,22$ рад/мм (рис. 4б) до $|\beta| = 0,24$ рад/мм (рис. 5б).

На рис. 6 приведены для сравнения первые пять максимумов амплитуды в волновых спектрах по отрицательным и положительным β в зависимости от продольной координаты x . Из диаграммы видно, что амплитуда основных пиков при $|\beta| = 0,24$ рад/мм уменьшается вниз по потоку. Такой результат является вполне ожидаемым. Действительно, согласно выводам работы [18], при $M = 2$ стационарные моды сверхзвукового пограничного слоя сильнее всего затухают при небольших числах Рейнольдса. В этом смысле для $x = 60$ мм число Рейнольдса $Re = (x \cdot Re_1)^{0.5} = 693$ — величина достаточно большая, но и для него в работе [18] получено затухание стационарных волн (степени затухания стационарных мод уменьшаются с ростом числа Рейнольдса). В целом, к расстоянию $x = 80$ мм уменьшение амплитуды стационарных мод возможно в разы по отношению к модам, порожденным на передней кромке. Отметим, что при $x = 90$ мм некоторые моды

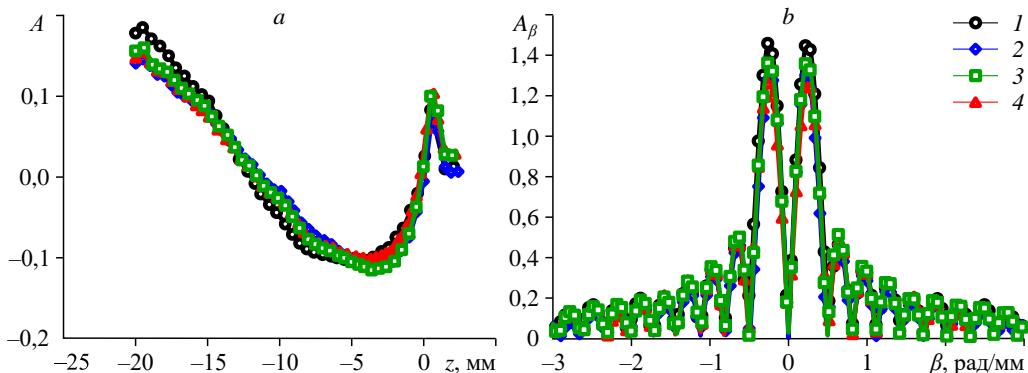


Рис. 5. Дефекты среднего течения в зависимости от трансверсальной координаты z (а) и волновой спектр его амплитуды (б) в сечениях $x = 60$ (1), 70 (2), 80 (3), 90 (4) мм.

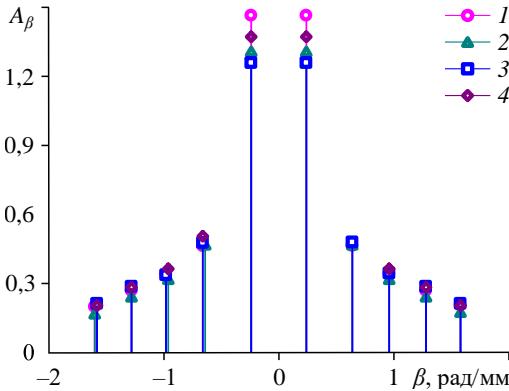


Рис. 6. Сравнение максимумов волновых спектров в зависимости от продольной координаты x .
 $x = 60$ (1), 70 (2), 80 (3), 90 (4) мм.

остальных боковых максимумов пока здесь не обсуждается. Их амплитуда практически постоянна в рассматриваемом диапазоне координаты x . Работа в этом направлении будет продолжена в рамках проекта РНФ.

По результатам экспериментов [19] в исследовании [11] было проведено сравнение пространственно-временных распределений амплитуды контролируемых пульсаций в линейной и слабонелинейной фазах развития волнового поезда в однородном и неоднородном пограничных слоях плоской пластины при числе Maxa 2. Как и в настоящей работе, неоднородность течения в виде продольного стационарного следа порождалась парой слабых ударных волн от наклейки, аналогичной используемой в данных экспериментах. При введении контролируемых возмущений было выявлено, что неоднородность течения изменяет характер взаимодействия субгармонических возмущений. Наблюдается нарушение пространственного синхронизма пульсаций субгармонической частоты в центре волнового поезда. Поскольку рассматриваемые здесь эксперименты выполнены при тех же условиях, что и в работах [11, 19], и отличаются только изменением места введения контролируемых возмущений по отношению к трансверсальной неоднородности, имеет смысл выполнить сравнительный анализ результатов, полученных в настоящей работе и в исследовании [11].

Так же как и в работе [11], представление о развитии волнового поезда во времени можно получить из пространственно-временных изолиний амплитуды гармоник в плоскости (z, t) . Ниже приводятся эти данные.

На рис. 7–10 изображены изолинии амплитуды возмущений во времени в неоднородном пограничном слое, полученные в начальном сечении $x = 60$ мм и в контрольном

начинают расти (см. рис. 5b). Следует указать, что при $x = 110$ мм область измерения по координате z была меньше рассмотренной на рис. 5, и амплитудные спектры по волновым числам не оценивались для этой координаты. Тем не менее, полученные результаты качественно соответствуют данным работы [18]. Роль

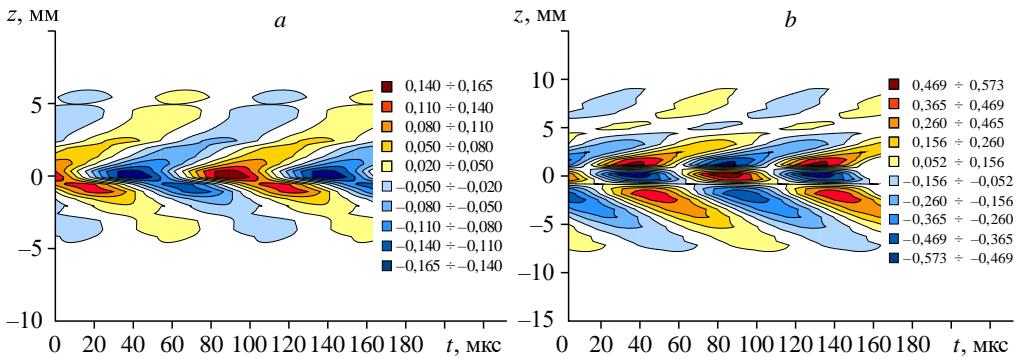


Рис. 7. Изолинии амплитуды возмущений для частоты 10 кГц в поперечном направлении в зависимости от времени при $x = 60$ (a) и 110 (b) мм.

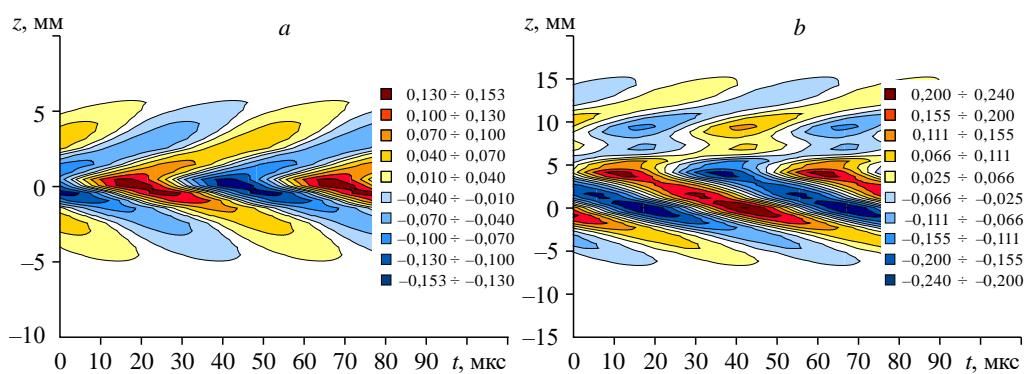


Рис. 8. Изолинии амплитуды возмущений для частоты 20 кГц в поперечном направлении в зависимости от времени при $x = 60$ (а) и 110 (б) мм.

сечении $x = 110$ мм для частот $f = 10 - 40$ кГц. В отличие от работы [11], здесь рассматриваются результаты и для возмущений частотой 30 и 40 кГц, поскольку их роль в возможных механизмах взаимодействия возмущений может быть учтена при теоретическом анализе проведенных экспериментов.

Результаты, приведенные на рис. 7б, свидетельствуют о начале субгармонического взаимодействия контролируемых пульсаций. Формирование пакета стоячих волн в центре волнового поезда характерно для субгармонического механизма взаимодействия и обнаруживается в данных, представленных на рис. 7б для центральной области, расположенной в зоне от 0 до $z = +2$ мм. Установленная неоднородность течения несколько изменяет существующий механизм взаимодействия возмущений. Наблюдается нарушение пространственно-временного синхронизма пульсаций субгармонической частоты в области центра ($z = 0$) волнового поезда при $z = -2$ мм. Как видно из изолиний амплитуды на рис. 7–10, приведенных для возмущений частотой 10–40 кГц, волновой поезд в неоднородном пограничном слое несимметричен относительно $z = 0$. Наблюдается искажение картин изолиний возмущений для всех представленных частот. Эти результаты в целом аналогичны данным работы [11]. Отметим, что в [11] при $x = 100$ мм в неоднородном течении наблюдался только рост возмущений субгармонической частоты, а субгармонический резонанс не был сформирован. В настоящей работе при $x = 110$ мм субгармонический резонанс, очевидно, имеет место, согласно рис. 7б. Тем не менее, он начинается на большей дистанции от передней кромки по сравнению с пограничным

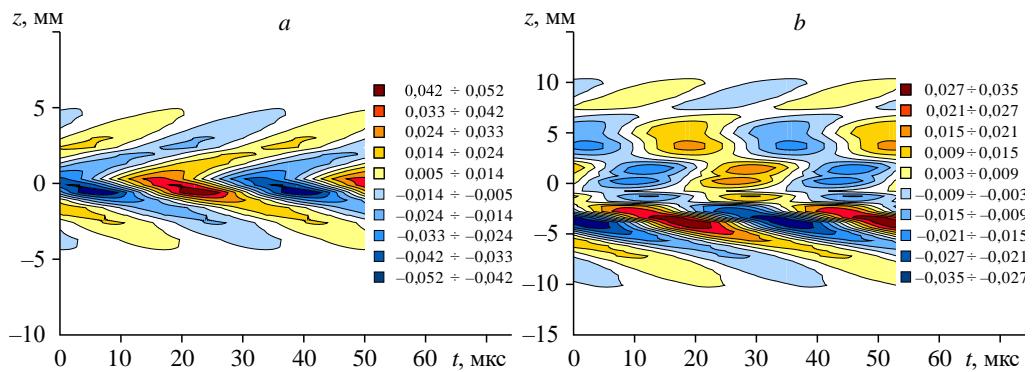


Рис. 9. Изолинии амплитуды возмущений для частоты 30 кГц в поперечном направлении в зависимости от времени при $x = 60$ (а) и 110 (б) мм.

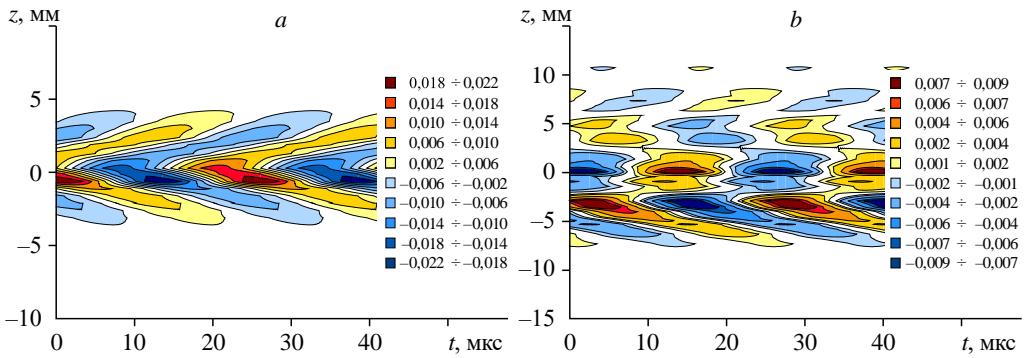


Рис. 10. Изолинии амплитуды возмущений для частоты 40 кГц в поперечном направлении в зависимости от времени при $x = 60$ (*a*) и 110 (*b*) мм.

слоем на плоской пластине в случае однородного течения (см. $x = 100$ мм, [11]). Возможно, этот факт является свидетельством в пользу разного влияния продольного возмущения, порожденного N-волной, на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое. Отметим, что в исследовании [20] было численно получено, что стационарное возмущение, генерируемое первым (рис. 1) фронтом N-волны, приводит к смещению начала ламинарно-турбулентного перехода вверх по потоку, в то время как возмущение от второго фронта N-волны влияния на положение начала перехода не оказывает.

Согласно выполненным расчетам по линейной теории устойчивости, возмущения становятся устойчивыми, начиная с $x = 100$ мм — для частоты 30 кГц, и начиная с $x = 70$ мм — для возмущений частотой 40 кГц. Возможная роль этих возмущений в механизмах взаимодействия пока не выявлена.

Рассмотрим далее данные детальной обработки результатов измерений с оценками волновых спектров и дисперсионных зависимостей контролируемых возмущений. Несмотря на то, что течение в поперечном направлении является существенно неоднородным (рис. 3), авторам удалось выполнить эту работу. На рис. 11 a и 11 b соответственно изображены амплитудные и фазовые спектры по поперечному волновому числу β волнового пакета для частоты $f = 10$ кГц в сечениях $x = 60 - 110$ мм. Для положительных и отрицательных волновых чисел β амплитудные спектры отличаются существенно. Из графиков

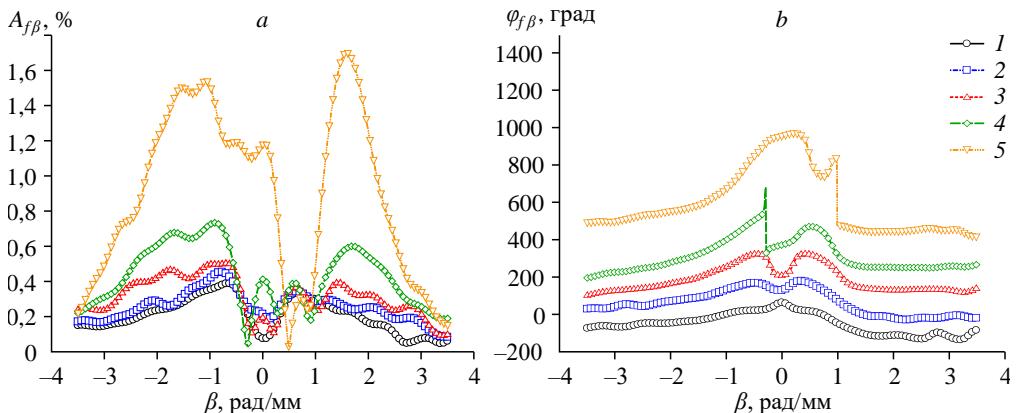


Рис. 11. Амплитудный (*a*) и фазовый (*b*) спектры по β волнового поезда для частоты $f = 10$ кГц в различных сечениях по продольной координате x .
 $x = 60$ (1), 70 (2), 80 (3), 90 (4), 110 (5) мм.

на рис. 11а видно, что амплитуда контролируемых возмущений вниз по потоку растет. В сечении $x = 110$ мм она примерно в 4,5 раза превышает значения, полученные при $x = 60$ мм. Максимальные значения достигают 0,38 % и 1,7 % соответственно. Установлено, что наиболее растущими являются волны с $\beta = \pm 1,5$ рад/мм. Фазовые спектры (для $x > 70$ мм) имеют практически постоянное значение фазы при положительных значениях β в диапазоне от 1,5 до 3 рад/мм. Это означает, что волны с указанными волновыми числами β локализованы в центре волнового пакета и усиливаются именно там.

Неоднородность течения в пограничном слое является затрудняющим фактором для анализа результатов с точки зрения волнового подхода. Формально можно ограничиться рассмотрением зависимостей для эйконала [16]. Однако в этом нет смысла если необходимо идентифицировать механизм взаимодействия неустойчивых волн. Определение волновых характеристик возмущений требуется для проверки условий синхронизма трехволнового взаимодействия:

$$f_1 = f_2 + f_3,$$

$$a_1 = a_2 + a_3,$$

$$\beta_1 = \beta_2 + \beta_3.$$

Волновые характеристики контролируемых возмущений получены из эволюции фазовых спектров по волновому числу β вниз по потоку. Для этого были построены зависимости фазы возмущений от координаты x для частот 10 и 20 кГц с различными поперечными волновыми числами β . Поскольку нарастание фазы вниз по потоку должно быть практически линейным, то получилось рассмотреть от трех до пяти ее значений, зависящих от x . При помощи линейной аппроксимации были вычислены значения продольного волнового числа: $\alpha_r = \Delta\Phi_{f\beta}/\Delta x$. Исходя из полученных данных, была сделана

оценка углов наклона волн по формуле $\chi = \operatorname{arctg} \frac{\beta}{\alpha_r}$, а затем получена зависимость фазовой скорости возмущений от угла наклона волн χ в виде соотношения $C_x = 2\pi f/(\alpha_r U)$. Описанный выше подход хорошо зарекомендовал себя для случая однородного пограничного слоя [14], а также для неоднородности течения от 10 до 15 % [15].

Фазовые спектры, представленные на рис. 11б, использовались для оценки волновых характеристик субгармонических возмущений, которые приведены на рис. 12а–12с) в виде зависимости продольного волнового числа α_r от волнового числа β волнового вектора в трансверсальном направлении (рис. 12а), зависимости угла наклона фронта волны относительно передней кромки χ от волнового числа β (рис. 12б), зависимости фазовой скорости возмущений от угла наклона волн χ (рис. 12с). Поскольку амплитудные спектры по β (рис. 11а) субгармонических волн существенно отличаются от ожидаемых спектров для линейных волн (предполагаемые максимально растущие возмущения должны быть при $\beta = 0,5 – 0,7$ рад/мм), очевидно, что субгармонический резонанс увеличивает вклад сильно наклонных волн при $\beta > 1$ рад/мм в спектрах по β . Этот процесс также влияет на реальные волновые характеристики субгармонических возмущений. Поэтому полученные распределения волновых характеристик, приведенные на рис. 12а–12д,

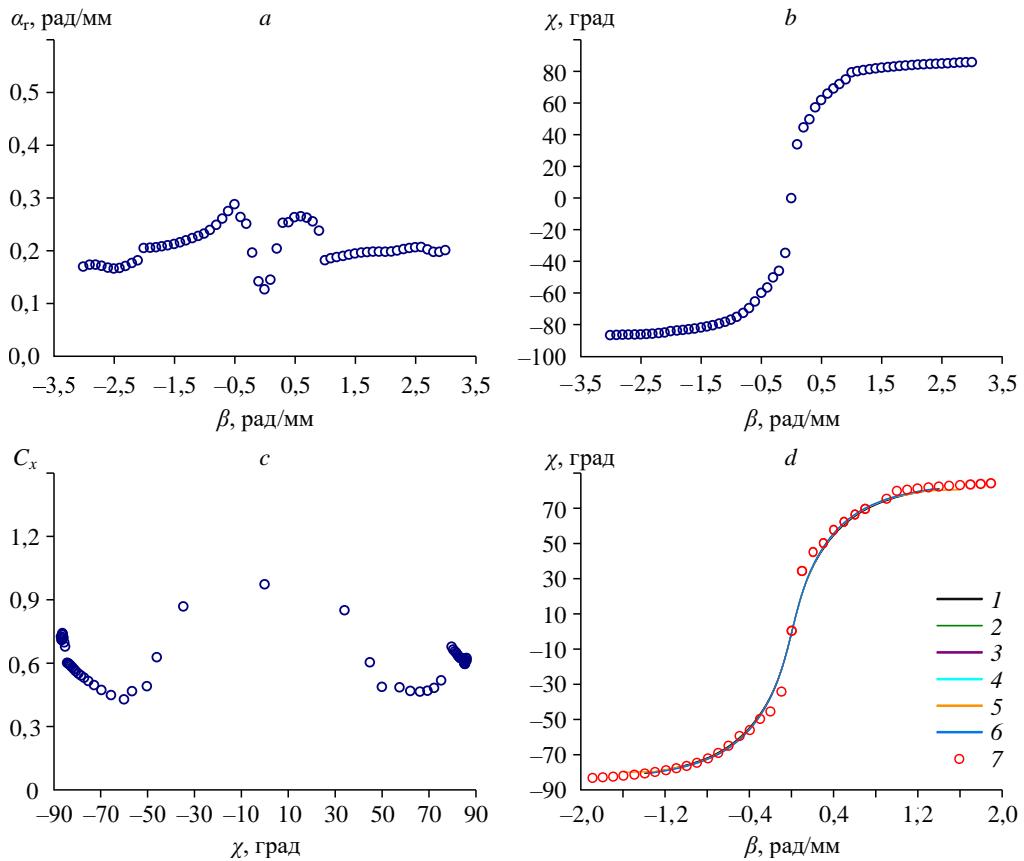


Рис. 12. Волновые характеристики для частоты $f = 10$ кГц.

a — зависимость продольного волнового числа α_r от волнового числа β волнового вектора в трансверсальном направлении, *b* — зависимость угла наклона фронта волны относительно передней кромки χ от волнового числа β , *c* — зависимость фазовой скорости возмущений от угла наклона волн χ , *d* — зависимость угла наклона волнового вектора относительно направления потока от значения поперечного волнового числа (сравнение результатов расчета и экспериментальных данных); $x = 60$ (*I*), 70 (*2*), 80 (*3*), 90 (*4*), 100 (*5*), 110 (*6*) мм, данные эксперимента (*7*).

отличаются от полученных при численном моделировании по линейной теории устойчивости. Согласно результатам, приведенным на рис. 12*d*, имеется отличие теоретической и экспериментальной зависимости $\chi(\beta)$ для углов наклона волн при $|\beta| < 0,4$ рад/мм. Для зависимости $C_x(\chi)$ эта разница больше. В последующих работах планируется проведение подробного сравнительного анализа с результатами теории с учетом дополнительной обработки результатов [19] и новых экспериментальных данных.

Таким образом, полученные в работе фазовые спектры для субгармоники позволили сделать оценки основных волновых характеристик, необходимых для дальнейшего анализа возможных механизмов взаимодействия волн.

На рис. 13*a* и 13*b* показаны соответственно амплитудные и фазовые спектры по поперечному волновому числу β волнового пакета для основной частоты возмущений $f = 20$ кГц в сечениях $x = 60 - 110$ мм. Из рис. 13*a* можно видеть, что амплитудные спектры для сечений $x = 60 - 80$ мм имеют два основных пика при $\beta = \pm 1$ рад/мм. Они существенно не отличаются от ожидаемых спектров для линейных волн (максимально растущие возмущения

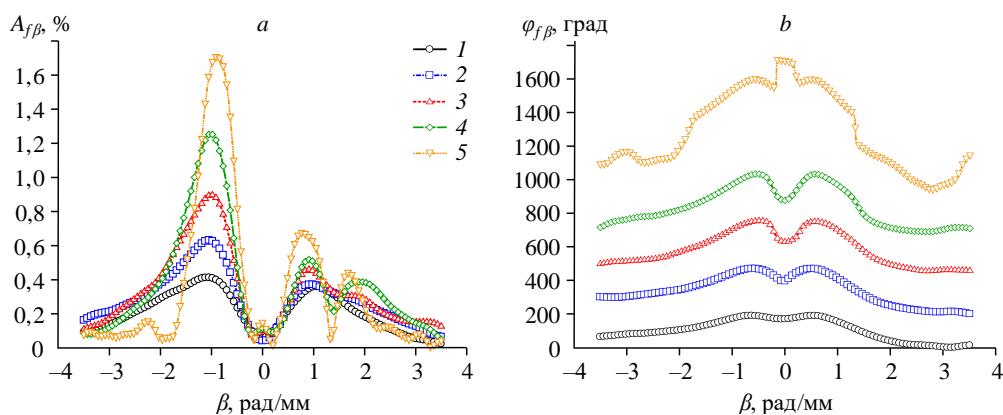


Рис. 13. Амплитудный (а) и фазовый (б) спектры по β волнового поезда для частоты $f = 20$ кГц в различных сечениях по продольной координате x .
 $x = 60$ (1), 70 (2), 80 (3), 90 (4), 110 (5) мм.

в этом случае должны быть при $\beta = 0,7\text{--}1,1$ рад/мм). Ниже по потоку, при $x = 90$ и 110 мм, в спектрах амплитуды можно выделить три пика: при $\beta = \pm 1$ рад/мм и $\beta = 2$ рад/мм. При отрицательных значениях β ($\beta = -1$ рад/мм) рост амплитуды возмущений является практически линейным, что не так для спектров в области положительных значений β . Фазовые спектры, изображенные на рис. 13б, являются типичными для волнового поезда основной частоты возмущений. Они позволили сделать оценки для основных волновых характеристик возмущений.

На рис. 14 представлены волновые характеристики возмущений основной частоты. По сравнению с результатами, полученными для субгармонических возмущений (рис. 12), приведенные зависимости практически не отличаются от теоретических. Это связано с тем, что фазовые спектры по β возмущений частотой 20 кГц (рис. 13б) являются симметричными и гладкими (за исключением спектров, полученных при $x = 110$ мм), что не так для спектров, показанных на рис. 11б для субгармоники.

Следует отметить, что экспериментальная оценка величины фазовой скорости превышает значение теоретической величины почти на 10 % в области углов наклона волн от $\chi = -30^\circ$ до $\chi = +30^\circ$. Однако это практически не заметно при сравнении теоретических и экспериментальных данных для углов наклона волн, приведенных на рис. 14д.

В табл. 1 и 2 приведены результаты проверки условий синхронизма трехволнового взаимодействия. Пара волн на субгармонической частоте образуется наклонными волнами с отрицательным и положительным волновыми числами β . Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 13а, в качестве основных были выбраны волны с $\beta = 0,9$ рад/мм и $\beta = -1$ рад/мм. Можно видеть хорошее выполнение условий синхронизма.

Данные, приведенные на рис. 5 для механизма наклонного перехода, представлены в табл. 3–5. Следует отметить хорошее выполнение условий синхронизма для частот и волновых чисел β , однако для α_t наблюдается несогласование условий синхронизма до 20 %.

Таким образом, волновой анализ стационарной неоднородности позволяет предложить варианты взаимодействия волн для наклонного перехода.

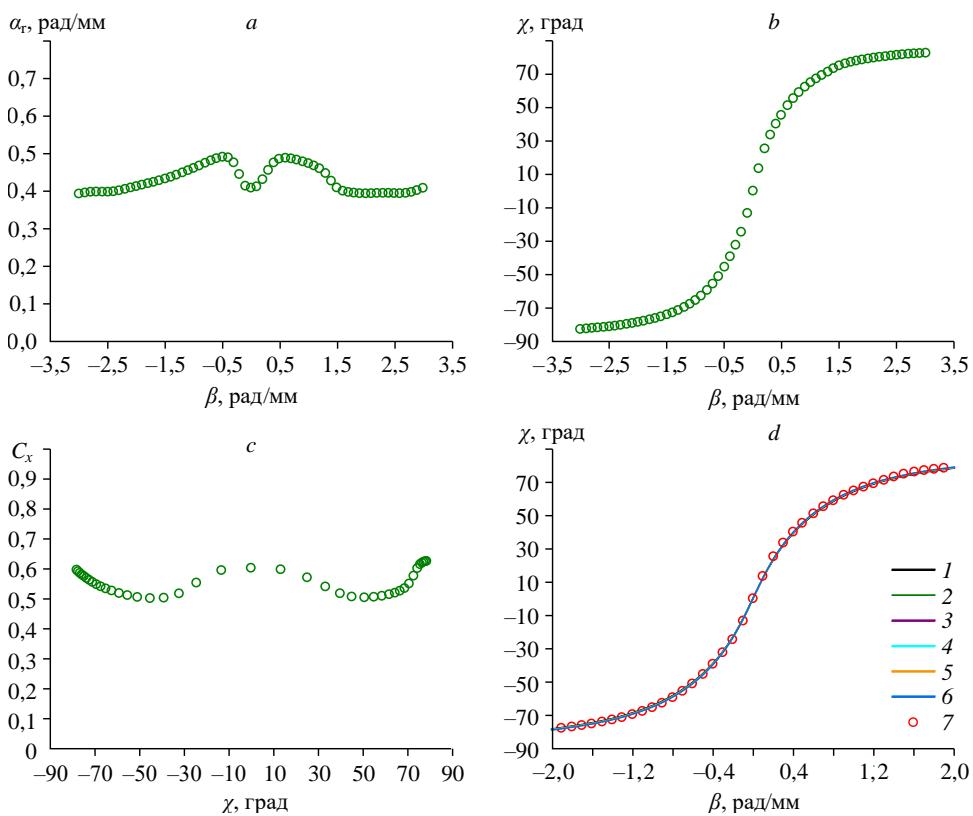


Рис. 14. Волновые характеристики для частоты $f = 20$ кГц.

a — зависимость продольного волнового числа α_r от волнового числа β волнового вектора в трансверсальном направлении, *b* — зависимость угла наклона фронта волны относительно передней кромки χ от волнового числа β ,
c — зависимость фазовой скорости возмущений от угла наклона волны χ ,
d — зависимость угла наклона волнового вектора относительно направления потока от β (сравнение результатов расчета и экспериментальных данных);
 $x = 60$ (1), 70 (2), 80 (3), 90 (4), 100 (5), 110 (6) мм, данные эксперимента (7).

Таблица 1
Первый триплет для субгармонического механизма воздействия

n	f , кГц	β , рад/мм	α_r , рад/мм	χ , град
1	20	0,9	0,479	62
2	10	1,4	0,192	82,2
3	10	-0,5	0,288	-60

Таблица 2
Второй триплет для субгармонического механизма воздействия

n	f , кГц	β , рад/мм	α_r , рад/мм	χ , град
1	20	-1	0,47	-65
2	10	0,7	0,26	69
3	10	-1,7	0,21	-83

Таблица 3

Первый триплет для механизма наклонного перехода

<i>n</i>	<i>f</i> , кГц	β , рад/мм	α_r , рад/мм	χ , град
1	20	-0,9	0,47	-62,6
2	20	0,7	0,49	52,2
3	0	-1,6	0	90

Таблица 4

Второй триплет для механизма наклонного перехода

<i>n</i>	<i>f</i> , кГц	β , рад/мм	α_r , рад/мм	χ , град
1	20	-0,8	0,47	-59,2
2	20	1,7	0,4	76,9
3	0	-2,5	0	90

Таблица 5

Третий триплет для механизма наклонного перехода

<i>n</i>	<i>f</i> , кГц	β , рад/мм	α_r , рад/мм	χ , град
1	20	0,8	0,48	58,8
2	20	-2,3	0,4	-80,1
3	0	3,1	0	90

Заключение

Впервые выполнено экспериментальное исследование механизмов взаимодействия волн в пограничном слое на плоской пластине при числе Маха 2, течение в котором искажено продольным возмущением, порожденным на острой передней кромке парой слабых ударных волн. В работе представлены результаты для возмущений частотой 10–40 кГц.

Выполнен анализ пространственно-временных распределений и частотно-волновых спектров пульсаций, а также их волновых характеристик в линейной и слабонелинейной фазе развития волнового поезда в неоднородном пограничном слое при фиксированной мощности источника контролируемых возмущений. Полученные из экспериментальных данных волновые характеристики отличаются от результатов, полученных путем численного моделирования по линейной теории устойчивости. Причем для возмущений субгармонической частоты эта разница более существенна, чем для возмущений основной частоты.

Проверено выполнение условий синхронизма трехволнового взаимодействия для субгармонического резонанса, а также для механизма наклонного перехода. Продемонстрированы возможности применения волнового анализа стационарной неоднородности для определения вариантов взаимодействия волн в режиме наклонного перехода.

Список литературы

1. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Панина А.В., Семенов Н.В., Яцких А.А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 45–50.
2. Егоров И.В., Зыонг Н.Х., Нгуен Н.К., Пальчековская Н.В. Численное моделирование влияния волны ма-ха на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое // Докл. РАН. Физика, технические науки, 2022. Т. 504, № 1. С. 36–40.

3. Питеримова М.В., Косинов А.Д., Семёнов Н.В., Яцких А.А., Кочарин В.Л., Ермолаев Ю.Г. Экспериментальное исследование влияния пары слабых ударных волн на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое плоской пластины при числе Маха 2 // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 2. С. 30–40.
4. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 327 с.
5. Matsubara M., Alfredsson P.H. Disturbance growth in boundary layers subjected to free stream turbulence // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 430. 149 p.
6. Fransson J.H.M., Brandt L., Talamelli A., Cossu C. Experimental and theoretical investigation of the nonmodal growth of steady streaks in a flat plate boundary layer // Physics of Fluids. 2004. Vol. 16, № 10. P. 3627–3638.
7. Fransson J.H.M., Talamelli A., Brandt L., Cossu C. Delaying transition to turbulence by a passive mechanism // Physical Review Letters. American Physical Society. 2006. Vol. 96, Iss. 6. P. 064501-1–064501-4.
8. Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В. Моделирование полосчатых структур и возникновения турбулентного пятна в пограничном слое крыла при повышенной степени турбулентности набегающего потока // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 4. С. 585–598.
9. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
10. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
11. Косинов А.Д., Питеримова М.В., Шмакова А.В., Семенов Н.В., Ермолаев Ю.Г. Экспериментальное исследование эволюции контролируемых возмущений в продольном вихре, порожденном в пограничном слое плоской пластины при числе Маха 2 // Прикл. механика и технич. физика. 2023. № 4. С. 118–129.
12. Косинов А.Д., Семенов Н.В., Яцких А.А., Кочарин В.Л., Шмакова А.В. Влияние радиуса притупления передней кромки пластины на отклик пограничного слоя при воздействии N-волны при числе Маха $M = 2$ // Теплофизика и аэромеханика. 2023, Т. 30, № 2. С. 239–249.
13. Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk. Preprint SB RAS Institute of Theoretical and Applied Mechanics. 1999. No. 6–99. 24 p.
14. Kosinov A.D., Semionov N.V., Shevel'kov S.G., Zinin O.I. Experiments on the nonlinear instability of supersonic boundary layers // Nonlinear Instability of Nonparallel Flows. Intern. Union of Theoretical and Applied Mechanics / Eds. S.P. Lin, W.R.C. Phillips, D.T. Valentine. 1994. P. 196–205.
15. Панина А.В., Косинов А.Д., Ермолаев Ю.Г., Горев В.Н., Семенов Н.В. Экспериментальное исследование средних и пульсационных характеристик 2D/3D сверхзвукового пограничного слоя за плоскими одиночными шероховатостями // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 1. С. 3–13.
16. Жигулов В.Н., Тумин А.М. Возникновение турбулентности. Динамическая теория возбуждения и развития неустойчивостей в пограничных слоях. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
17. Khotyanovsky D.V., Kudryavtsev A.N., Kosinov A.D. Numerical study of the interaction of the N-wave with the plate leading edge in the supersonic stream // Proceedings of the XXV Conf. on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017): AIP Conf. Proceedings. 2017. Vol. 1893, No. 1. P. 030051-1–030051-6.
18. Gaponov S.A. Quasi-resonance excitation of stationary disturbances in compressible boundary layers // Intern. J. of Mechanics. 2017. Vol. 11. P. 120–127.
19. Panina A.V., Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G. On introduction of controlled disturbances into a longitudinal vortex in a supersonic boundary layer // AIP Conf. Proceedings. 2018. Vol. 2027, No. 1. S. 1. P. 040077-1–040077-4.
20. Din Q.H., Egorov I.V., Fedorov A.V. Mach wave effect on laminar-turbulent transition in supersonic flow over a flat plate // Fluid Dynamics. 2018. Vol. 53, No. 5. P. 690–701.

*Статья поступила в редакцию 15 июня 2023 г.,
после доработки — 17 августа 2023 г.,
принята к публикации 21 ноября 2023 г.*