

УДК 532.526

**Эволюция волновых пакетов
в сверхзвуковом пограничном слое
плоской пластины***

А.А. Яцких¹, Ю.Г. Ермолаев², А.Д. Косинов^{1,2}, Н.В. Семенов²

¹*Новосибирский государственный университет*

²*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: yermol@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований развития одиночных кратковременных волновых пакетов в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 2$. Исследовано влияние волновых пакетов на начало процесса ламинарно-турбулентного перехода. Обнаружено взаимодействие волновых пакетов с естественными возмущениями. Детально изучена пространственно-волновая структура волновых пакетов. Получены оценки угла распыливания и скоростей распространения волновых пакетов.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, волновой пакет, ламинарно-турбулентный переход.

Введение

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению возникновения турбулентности в пограничном слое плоской пластины при сверхзвуковых скоростях набегающего потока. Существует два подхода экспериментального исследования возникновения турбулентности в пограничных слоях. Первый подход заключается в изучении эволюции естественных возмущений в сдвиговом слое. В этом случае обычно рассматриваются их интегральные характеристики и анализируются спектры мощности, поскольку невозможно определить волновые характеристики пульсаций и количественно сравнить их с результатами линейной теории гидродинамической устойчивости. Другим подходом является эксперимент в контролируемых условиях, когда в поток вводятся возмущения с известными начальными характеристиками, что позволяет определять волновые характеристики и напрямую сопоставлять экспериментальные данные с расчетными.

Впервые эксперименты с контролируемым возбуждением возмущений были проведены более 70 лет назад [1]. В дозвуковой пограничный слой плоской пластины вводились двумерные периодические пульсации, порождаемые колебаниями тонкой

* Работа выполнена по бюджетному проекту (№ гос. рег. 01201351885).

бронзовой ленты. Эти исследования впервые подтвердили линейную теорию гидродинамической устойчивости при хорошем соответствии экспериментальных данных расчетным характеристикам волн Толлмина–Шлихтинга. В настоящее время считается, что в несжимаемом пограничном слое процесс ламинарно-турбулентного перехода при низкой степени турбулентности происходит через возникновение и развитие волн Толлмина–Шлихтинга [2]. На нелинейной стадии перехода волны Толлмина–Шлихтинга трансформируются в когерентные образования, например, в полосчатые и лямбда-структуры, которые в свою очередь разрушаются в турбулентные пятна.

Наиболее эффективным способом введения в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых колебаний является тлеющий разряд, зажигающийся с большой частотой [3]. С использованием этого метода получены экспериментальные данные по линейному и слабонелинейному развитию волновых поездов в сверхзвуковом пограничном слое [4, 5]. В работе [4] было получено подтверждение основных положений линейной теории устойчивости в сверхзвуковом безградиентном потоке на плоской пластине. Первые экспериментальные исследования нелинейной стадии перехода к турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое были выполнены в работе [5]. Измерения показали существование параметрического резонансного взаимодействия несимметричной триады волн неустойчивости. В работе [6] при рассмотрении нелинейного развития периодических возмущений от точечного источника по условиям экспериментов [5] численно была получена эволюция наиболее неустойчивых волн в пограничном слое при $M = 2$, которая количественно совпала с данными [5]. Исследования [5, 6] показали, что в условиях слабонелинейного приближения субгармонический резонанс является основным механизмом нелинейного взаимодействия волн неустойчивости.

Недавние успехи в изучении поздних стадий перехода при малых дозвуковых скоростях связаны с методикой импульсного возбуждения в сдвиговом слое когерентных структур, локализованных по пространству и времени [2]. Когерентные структуры генерировались как с помощью метода «вдув–отсос», так и вибрирующей поверхностью [2, 7]. В работе [7] отмечается, что трансформация лямбда-структуры в турбулентное пятно связана с возникновением и развитием высокочастотных возмущений на когерентной структуре, которое происходит в области максимума локального градиента скорости $\partial u/\partial z$.

Полосчатые структуры имеют локальный градиент скорости в продольном направлении $\partial u/\partial x$, на котором тоже могут зарождаться вторичные высокочастотные возмущения. Возникновение волновых пакетов — предвестников — в области фронтов продольных структур и их развитие в дозвуковом пограничном слое экспериментально изучалось в работе [8]. Волновые пакеты были названы «предвестниками», поскольку они предшествуют фронту продольной структуры. Эксперименты показали, что предвестниками являются пакеты волн Толлмина–Шлихтинга. Градиент давления внешнего течения непосредственно влияет на возникновение и развитие предвестников. Их амплитуда напрямую зависит от величины градиента скорости фронта продольной структуры.

Метод возбуждения волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое с помощью поверхностного импульсного тлеющего разряда был предложен и опробован в работе [9]. В пограничный слой вводились одиночные волновые пакеты, пространственный масштаб которых был соизмерим с размерами экспериментальной модели, что связано с длительным горением тлеющего разряда. Исследовалась эволюция вниз по потоку вводимых структур. Передний фронт волнового пакета имел скорость распространения, близкую к скорости набегающего потока. Задний фронт распространялся со значительно меньшей скоростью. Оценки угла расплывания волнового пакета в поперечном направлении дали в два раза большие значения, чем в случае линейного развития волн Толлмина–Шлихтинга [10].

Метод контролируемых волновых пакетов нашел применение в недавно начатых исследованиях по возникновению и развитию турбулентных пятен при гиперзвуковых скоростях набегающего потока [11, 12]. В этих работах изучалось развитие волновых пакетов вниз по потоку и их разрушение в турбулентные пятна на стенках сопла аэродинамической трубы. Измерения проводились в малотурбулентном потоке при числе Маха, равном 6. Контролируемые возмущения возбуждались в потоке тлеющим импульсным разрядом. Частота следования импульсов составляла 200 Гц. В экспериментах [11] рассматривалась эволюция волновых пакетов как естественного происхождения, так и искусственно возбуждаемых разрядом. Частотные характеристики волновых пакетов соответствовали второй моде возмущений, которая, как известно, наиболее неустойчива в гиперзвуковом потоке. Волновые пакеты претерпевали линейное и нелинейное развитие, а далее они трансформировались в турбулентные пятна. По измерениям пространственного развития контролируемых возмущений [12] получено, что волновые пакеты в поперечном направлении имеют значительные масштабы. Вниз по потоку после прохождения волнового пакета наблюдалось образование низкочастотной (долговременной) структуры по линии симметрии вводимых возмущений, состоящей из положительных значений пульсаций давления.

Настоящие экспериментальные исследования являются продолжением работы [9]. Их цель — изучение эволюции волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое, возбуждаемых импульсным тлеющим разрядом.

Условия экспериментов

Эксперименты проводились в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 при числе Маха $M = 2$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Эволюция волновых пакетов изучалась на модели плоской пластины с острой передней кромкой. Ширина пластины — 200 мм, длина — 440 мм, угол скоса передней кромки — $14^\circ 30'$. Толщина передней кромки не превышала 0,06 мм. Модель с источником контролируемых возмущений устанавливалась под нулевым углом атаки (рис. 1). Два медных электрода диаметром 0,9 мм, выведенные на поверхность модели, были изолированы от модели и друг от друга керамическим изолятором. Электроды устанавливались параллельно набегающему потоку, а промежуток между электродами составлял 0,9 мм. Первый электрод располагался на расстоянии $x = 26,6$ мм. Продольная координата x отсчитывалась от передней кромки плоской пластины, а нормальная координата y — от ее поверхности. Координата z отсчитывалась вдоль передней кромки модели от центра электрода.

К электродам источника контролируемых возмущений подводились одиночные импульсы высокого напряжения от схемы, основанной на прерывании тока в первичной цепи катушки зажигания. Принципиальная схема зажигания импульсного разряда показана на рис. 2. В качестве источника питания использовалась аккумуляторная батарея. Разрыв первичной цепи осуществлялся биполярным транзистором. Сигнал, управляющий

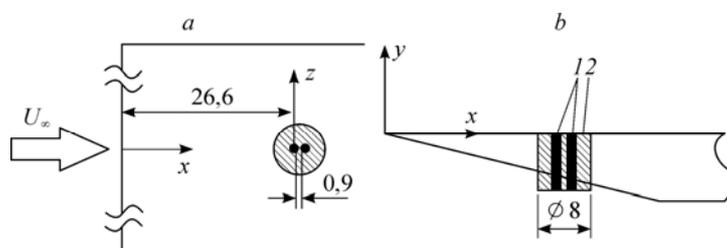


Рис. 1. Источник контролируемых возмущений на плоской пластине.

Вид сверху (а), вид сбоку (б); 1 — электроды, 2 — изолятор.

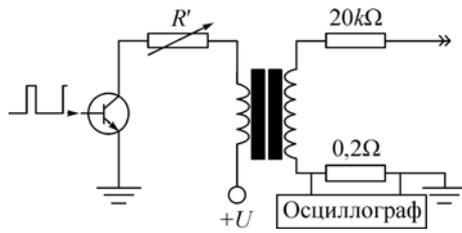


Рис. 2. Схема зажигания импульсного разряда.

транзистором, состоял из положительных прямоугольных импульсов длительностью 500 мкс. Частота следования импульсов была установлена 200 Гц. Для ограничения тока разряда во вторичную цепь схемы было встроено сопротивление 20 кОм. С помощью

сигнала, измеренного осциллографом с малого измерительного сопротивления номиналом 0,2 Ом, визуально контролировалась повторяемость зажигания импульсного разряда. Длительность горения разряда в эксперименте была около 25 мкс. Переменное сопротивление R' , установленное в первичную цепь катушки зажигания, регулировало мощность, подводимую к разряду. Перед проведением измерений выбиралось максимальное значение сопротивления, при котором происходило устойчивое зажигание разряда в сверхзвуковом потоке. В рассматриваемых экспериментах $R' \approx 20$ Ом.

Измерения возмущений в сверхзвуковом потоке выполнялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления (ТПС). Датчики термоанемометра изготавливались из вольфрамовой проволоки диаметром 10 мкм. Перегрев нити датчика устанавливался равным 0,74, а измеренные возмущения преимущественно состояли из пульсаций массового расхода (m') [13]. Пульсационная компонента сигнала $e'(t)$, измеренного ТПС, оцифровывалась 12-разрядным АЦП с частотой дискретизации 1,25 МГц. Записывались осциллограммы длиной 4096 отсчетов АЦП. Запуск АЦП синхронизировался с зажиганием разряда с помощью сигнала, подававшегося на схему зажигания. Постоянная составляющая напряжения E с выхода термоанемометра измерялась с помощью цифрового вольтметра Agilent 34401A. Пересчет значений E в величины массового расхода ρU производился аналогично [9].

Безразмерные пульсации массового расхода вычислялись по формуле

$$m'(t_l) = e'(t_l) / (E \cdot S_{\rho U}) \cdot 100 \%, \quad t_l = \Delta t \cdot l,$$

где $\Delta t = 0,8$ мкс — шаг дискретизации АЦП, l — номер отсчета, $S_{\rho U} \approx 0,25$ — коэффициент чувствительности датчика ТПС к пульсациям массового расхода [13].

Выделение контролируемого волнового пакета из пульсационного сигнала проводилось синхронным осреднением сигнала по множеству реализаций записанного сигнала по формуле

$$m'_{w.p.}(t_l) = \frac{1}{N_1} \cdot \sum_j^{N_1} m'_j(t_l),$$

где N_1 — количество реализаций (в настоящей работе $N_1 = 320$).

На рис. 3 приведены типичные осциллограммы волнового пакета при $x = 42$ и 158 мм. По горизонтальной оси отложены отсчеты АЦП. Как видно из рис. 3, существует область, где амплитуда контролируемых возмущений равна нулю. Таким образом, в одном эксперименте можно проследить эволюцию как контролируемых, так и

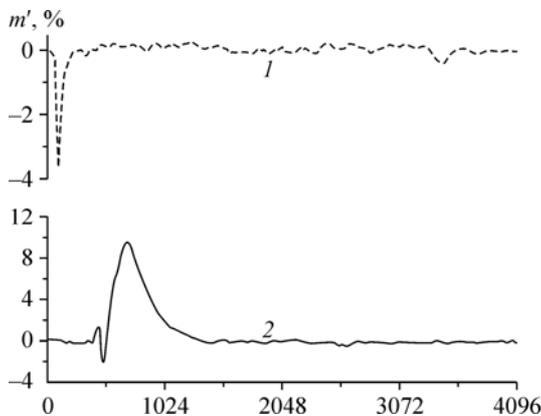


Рис. 3. Осциллограммы волнового пакета. $x = 42$ (1), 158 (2) мм.

естественных пульсаций. В условиях тлеющего разряда среднеквадратичный уровень естественных возмущений определялся в области, где амплитуда волнового пакета приближенно равна нулю.

По экспериментальным данным вычислялись следующие интегральные величины:

– среднеквадратичный уровень полных пульсаций, включающих в себя контролируемые и естественные возмущения:

$$\langle m' \rangle_{\text{full}} = \sqrt{\frac{1}{N_1 \cdot N_2} \sum_j^{N_1} \sum_l^{N_2} (m'(t_l))^2}, \quad (1)$$

где N_2 — количество записанных отсчетов АЦП (4096 точек);

– среднеквадратичный уровень волнового пакета:

$$\langle m' \rangle_{\text{w.p.}} = \sqrt{\frac{1}{N_2} \sum_l^{N_2} (m'_{\text{w.p.}}(t_l))^2}, \quad (2)$$

– среднеквадратичный уровень естественных пульсаций:

$$\langle m' \rangle_{\text{nat}} = \sqrt{\frac{1}{N_1 \cdot (N_2 - K)} \sum_j^{N_1} \sum_{l=K}^{N_2} (m'_j(t_l))^2}, \quad (3)$$

где K — номер отсчета АЦП, после которого амплитуда волнового пакета равна нулю (в настоящем случае $K = 2048$).

Для определения амплитудно-частотных зависимостей выполнялась спектральная обработка временных осциллограмм волнового пакета с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье:

$$m'_f = \frac{2}{N_2} \cdot \left| \sum_l^{N_2} m'_{\text{w.p.}}(t_l) \cdot e^{-i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t_l} \right|, \quad \text{где } i \text{ — мнимая единица.}$$

Пространственные спектры получены дискретным преобразованием Фурье по координате z :

$$m'_\beta(t) = \frac{2}{z_0} \cdot \left| \sum_j^{N_z} m'_{\text{w.p.}}(z_j, t) \cdot e^{-i \cdot z_j \cdot \beta} \Delta z_j \right|,$$

где N_z — количество выполненных измерений в сечении по z , спектральные значения по поперечным волновым числам для разных сечений продольной координаты нормировались на одну и ту же величину $z_0 = 24$ мм.

Описание результатов

В экспериментах с импульсным тлеющим разрядом можно одновременно изучать развитие как контролируемых, так и естественных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое. Такой подход, возможно, позволит уменьшить объем проводимых измерений при исследованиях возникновения турбулентности в сжимаемых сдвиговых слоях. Для верификации методики выделения естественных возмущений ниже рассмотрены экспериментальные данные, полученные как в естественных условиях, так и при возбуждении искусственных волновых пакетов.

Результаты измерения профилей пульсаций по нормали к поверхности пластины при $x = 60$ мм от передней кромки приведены на рис. 4а. Кривые нарастания интегральных пульсаций массового расхода вниз по потоку при $z = 0$ мм, измерения которых

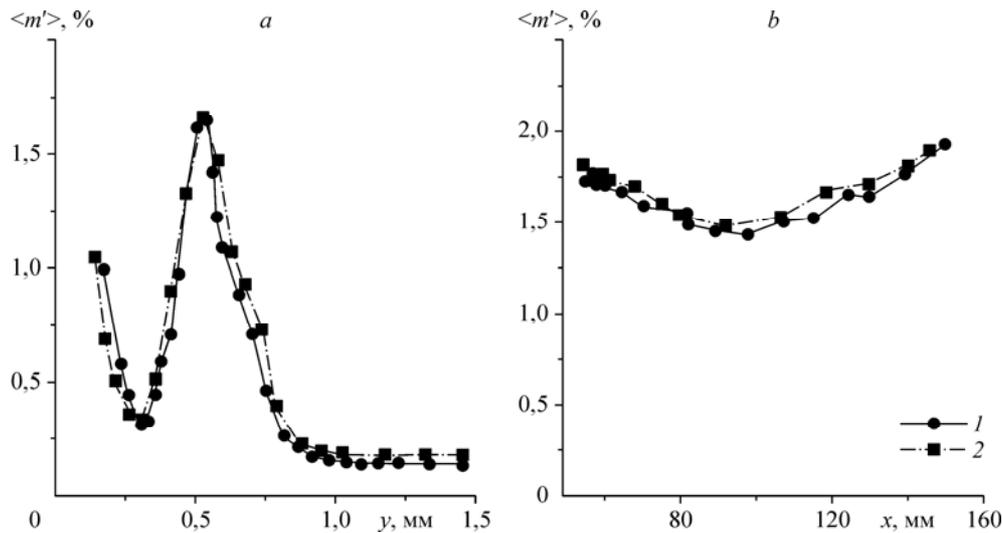


Рис. 4. Сравнение развития естественных возмущений в естественных (1) и контролируемых (2) экспериментальных условиях.

Профили среднеквадратичных пульсаций при $x = 60$ мм (а), кривые нарастания интегральных пульсаций вниз по потоку (б).

проводились в сверхзвуковом слое при $\rho U \approx \text{const}$, показаны на рис. 4б. На графиках по оси ординат отложены безразмерные значения среднеквадратичных пульсаций массового расхода. Кривая 1 на графиках соответствует эксперименту в естественных условиях, 2 — в контролируемых условиях, данные получены согласно формуле (3). Как видно, результаты измерений профилей по нормали к поверхности близки друг к другу. Хорошее совпадение наблюдается и при измерении эволюции возмущений вниз по потоку. Малые отличия в уровнях естественных возмущений можно объяснить незначительными колебаниями единичного числа Рейнольдса в процессе измерения профилей и погрешностями в установке датчика относительно максимума пульсаций по нормальной координате y в разных экспериментах. Данные, представленные на рис. 4, демонстрируют возможность проведения в одном эксперименте измерений как искусственных, так и естественных возмущений.

На рис. 5 приведены зависимости среднеквадратичных пульсаций от значений массового расхода по слою, нормированных на уровень массового расхода во внешнем потоке. Измерения проводились по нормальной координате y при $x = 60, 80$ и 100 мм и $z = 0$ мм в условиях зажигания импульсного тлеющего разряда. Кривая 1 соответствует естественным пульсациям, среднеквадратичные значения которых определялись с помощью формулы (3), 2 — полному сигналу (контролируемые + естественные флуктуации), среднеквадратичные величины рассчитывались согласно выражению (1). Данные о контролируемых возмущениях представлены кривой 3, среднеквадратичные значения определялись по формуле (2).

В первом измеренном профиле (рис. 5а) естественные и полные пульсации (кривые 1 и 2) имеют близкие значения. Максимум пульсаций в обоих случаях совпадает и располагается в области $(\rho U)/(\rho U)_\infty \approx 0,6 \div 0,8$. Соответствующие контролируемым пульсациям среднеквадратичные значения в несколько раз меньше уровня естественных возмущений и, как видно из графика, практически не влияют на течение при $x = 60$ мм. Вниз по потоку, при $x = 80$ мм, ситуация в целом сохраняется. Однако происходит усиление возмущений, возбуждаемых разрядом, которое сказывается на росте полных пульсаций (см. рис. 5б, кривая 2) в верхней части пограничного слоя.

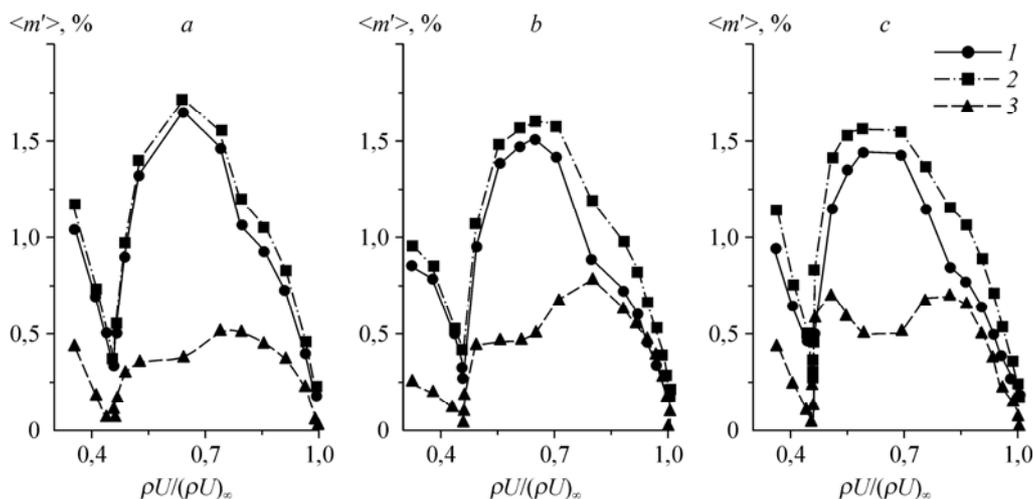


Рис. 5. Распределения среднеквадратичных пульсаций относительно массового расхода по слою. $x = 60$ (a), 80 (b), 100 (c) мм; 1 — естественные возмущения, 2 — полные пульсации, 3 — контролируемые возмущения.

Наибольшие отличия в эволюции естественных и контролируемых возмущений наблюдаются на рис. 5с, где приведены среднеквадратичные пульсации в зависимости от величины массового расхода по нормали к поверхности пластины при $x = 100$ мм. Полные пульсации по всей толщине пограничного слоя значительно превышают естественный уровень. Контролируемые возмущения (кривая 3) имеют два максимума, расположенные в областях выше и ниже слоя максимальных пульсаций. Отметим, что слой максимальных пульсаций как в естественном случае, так и при импульсном разряде вниз по потоку сохраняет свое положение: $(\rho U) / (\rho U)_\infty \approx 0,6 \div 0,8$.

Распределения среднеквадратичных значений пульсаций массового расхода вниз по потоку показаны на рис. 6. Данные получены в слое максимальных пульсаций. Все измерения проводились при $\rho U \approx \text{const}$. Вблизи разряда, при $x = 40 \div 60$ мм, амплитуда контролируемых возмущений мала, и их вклад в процесс перехода к турбулентности незначителен. Начиная с $x \approx 80$ мм, уровень контролируемых среднеквадратичных пульсаций заметно возрастает, при этом инкременты роста для кривой 2 сильно опережают рост естественных возмущений. Таким образом, импульсный разряд приводит к искажению пограничного слоя и сдвигает начало ламинарно-турбулентного перехода вверх по потоку.

При проведении экспериментов в контролируемых условиях возникает вопрос о взаимодействии контролируемых пульсаций с возмущениями естественного происхождения и о влиянии искусственно генерируемых колебаний на ламинарно-турбулентный переход в сдвиговом потоке. При высокочастотном возбуждении искусственных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое происходило взаимодействие флуктуаций, вызванных тлеющим разрядом, с естественными пульсациями в широкой области частот [14]. При этом порожденные этим взаимодействием случайные пульсации дают

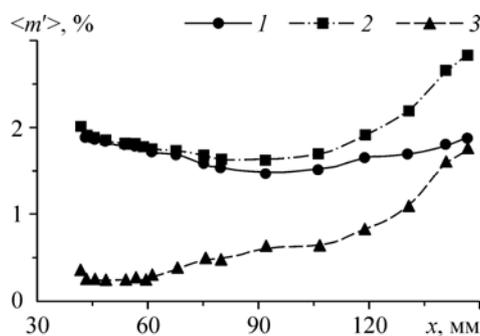


Рис. 6. Кривые нарастания интегральных пульсаций вниз по потоку.

1 — естественные возмущения, 2 — полные пульсации, 3 — контролируемые возмущения.

основной вклад (до 90 %) в увеличение уровня возмущений и соответственно играют важную роль в более раннем наступлении ламинарно-турбулентного перехода. Используемая в работе [14] процедура разделения контролируемых и естественных возмущений в случае волнового пакета значительно усложняется, поскольку приходится иметь дело не с несколькими гармониками, а со всем спектром.

В случае линейного развития контролируемых возмущений в пограничном слое измеренные ТПС полные пульсации можно представить в виде суммы двух сигналов:

$$\langle m' \rangle_{\text{full}}^2 = \langle (m'_{\text{w.p.}} + m'_{\text{nat}}) \rangle^2 = \langle m' \rangle_{\text{w.p.}}^2 + \langle m' \rangle_{\text{nat}}^2 + 2 \cdot \overline{(m'_{\text{w.p.}} \cdot m'_{\text{nat}})},$$

Если контролируемые и естественные возмущения независимы друг от друга, то последний член в правой части выражения обращается в ноль.

Обозначив величину $2 \overline{(m'_{\text{w.p.}} \cdot m'_{\text{nat}})} / \langle m' \rangle_{\text{nat}}^2$ как Δ , перепишем предыдущее выражение:

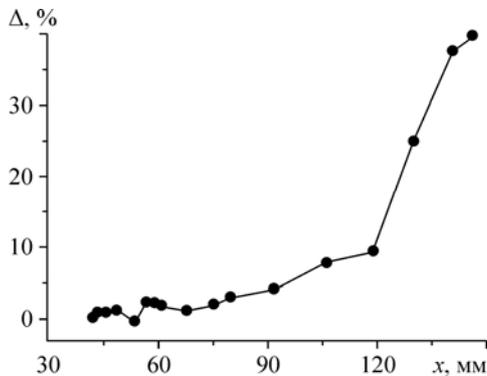
$$\Delta = \frac{\langle m' \rangle_{\text{full}}^2 - \langle m' \rangle_{\text{nat}}^2 - \langle m' \rangle_{\text{w.p.}}^2}{\langle m' \rangle_{\text{nat}}^2} \cdot 100 \% \quad (4)$$

Тогда значения величины Δ , близкие к нулю, будут указывать на независимость волнового пакета от естественных возмущений и соответственно на его линейное развитие в сверхзвуковом пограничном слое. Ненулевой уровень Δ будет обозначать связь между контролируемыми и естественными возмущениями.

Изменение величины Δ вниз по потоку показано на рис. 7. Значения Δ рассчитывались по формуле (4) с использованием данных, представленных на рис. 6. Вплоть до $x = 70-80$ мм уровень Δ находится в пределах 2,5 % по модулю. Значимый, вплоть до 40 %, рост Δ наблюдается при $x > 90$ мм, что указывает на связь волнового пакета с пульсациями естественного происхождения. Природа этой взаимосвязи пока неизвестна, но можно предположить, что это происходит вследствие нелинейного взаимодействия естественных и контролируемых возмущений.

На рис. 8а приведена эволюция осредненных осциллограмм контролируемых возмущений вниз по потоку. Волновой пакет имеет четкие границы во времени. По положению границ волнового пакета в плоскости (x, t) можно сделать следующие оценки. Передний фронт волнового пакета распространяется со скоростью $U_{\text{п.ф.}} \approx 0,9 U_{\infty}$, скорости заднего фронта и центра волнового пакета — $U_{\text{з.ф.}} \approx 0,3 U_{\infty}$ и $U_{\text{ц.п.}} \approx 0,6 U_{\infty}$ соответственно. Отметим, что данные оценки близки к результатам, полученным в работе [9]. Изменение амплитуды волнового пакета в несколько раз, по-видимому, не влияет на вышеприведенные значения скоростей.

Амплитудно-частотные спектры для приведенных на рис. 8а осциллограмм показаны на рис. 8б. Вблизи разряда, на расстоянии $x = 42$ мм, основной вклад в спектральный



состав волнового пакета вносят колебания на частотах до 40 кГц. При развитии вниз по потоку, вплоть до $x = 75$ мм, усиливаются только низкочастотные возмущения. Амплитудные спектры при $f > 5$ кГц ложатся на одну кривую. Далее, до $x = 107$ мм, происходит некоторое снижение по амплитуде высокочастотной части волнового пакета — $f = 5-40$ кГц. При этом низкочастотная область

Рис. 7. Распределение величины Δ по продольной координате x .

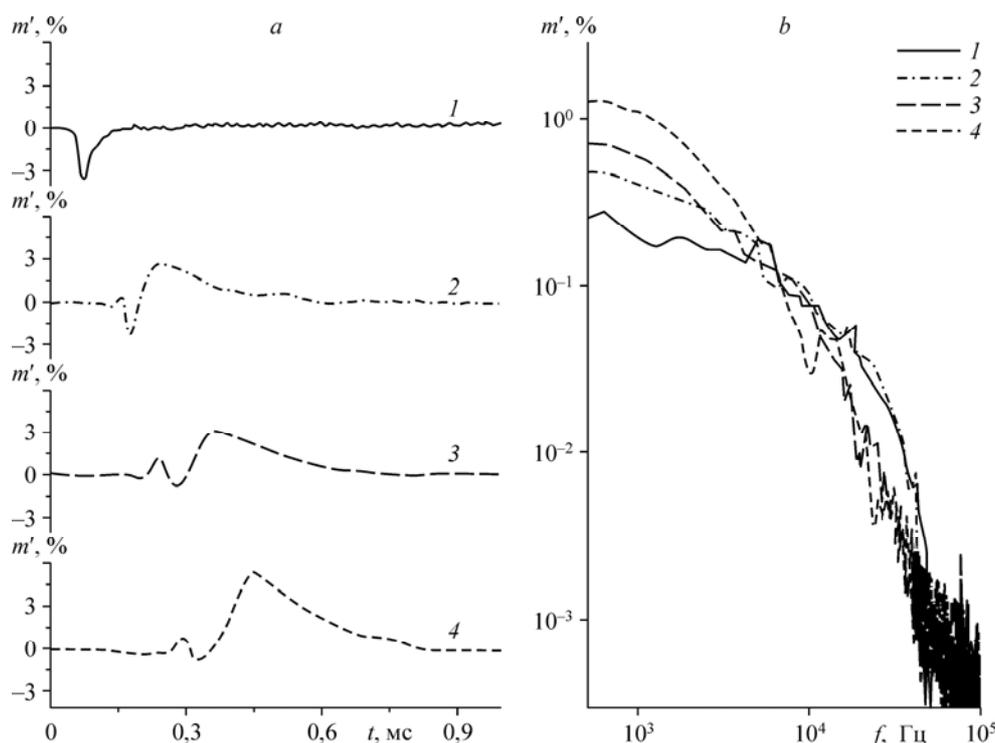


Рис. 8. Эволюция осциллограмм вниз по потоку при $z = 0$ мм (а) и соответствующие им амплитудно-частотные спектры (б).
 $x = 42$ (1), 75 (2), 107 (3), 130 (4) мм.

спектра продолжает нарастать. В спектрах с $x > 107$ мм усиливается только низкочастотная часть, в области частот $f = 5\text{--}40$ кГц кривые совпадают и возмущения близки к нейтральным.

На рис. 8а видно, что при малых значениях продольной координаты волновой пакет представляет собой «мгновенный» дефект массового расхода. При этом волновой пакет имеет малые временные масштабы, около 70 мкс, и, следовательно, малые пространственные размеры — порядка 20 мм. Однако развиваясь вниз по потоку, возмущения видоизменяются — формируется долговременная структура на заднем фронте волнового пакета, состоящая из положительных пульсаций массового расхода, что заметно уже при $x \approx 75$ мм. Возникновение этой структуры на заднем фронте значительно увеличивает длительность волнового пакета. Так, при $x = 130$ мм длительность волновых пакетов составляет примерно 600 мкс, что увеличивает пространственный масштаб волнового пакета до 150 мм. Анализ амплитудно-частотных спектров показывает, что долговременная структура на заднем фронте волнового пакета дает значительный вклад в рост низкочастотных возмущений.

На рис. 9а, 9с, 9е приведены изолинии пульсаций массового расхода волнового пакета в плоскости (z, t) при $x = 60, 80, 100$ мм. Соответствующие им амплитудно-волновые спектры в плоскости (β, t) показаны на рис. 9б, 9д, 9ф. На графиках положительные значения пульсаций показаны сплошными линиями, отрицательные величины — пунктирными. Из представленных на рис. 9а, 9с, 9е данных видно, что волновой пакет расширяется в трансверсальном направлении, распространяясь вниз по потоку. По изолиниям (рис. 9) сделаны оценки распыливания одиночного волнового пакета. Полуугол распыливания волнового пакета в поперечном к потоку направлении составляет около 5° , что близко к результатам экспериментов с высокочастотным разрядом по линейному развитию контролируемых возмущений с частотой 20 кГц [10]. Следует

отметить, что результат отличается от оценки, проделанной в работе [9], где вводились одиночные волновые пакеты большой амплитуды, масштабы которых сравнимы с размерами экспериментальной модели.

В начальном сечении (рис. 9а), области «мгновенного» дефекта течения четко очерчены линиями равной амплитуды. Положительные пульсации находятся на стадии своего формирования. Отрицательные значения пульсаций сконцентрированы в областях при $z = 0, \pm 2$ мм. Низкочастотная (долговременная) структура формируется не по центру волнового пакета, а со сдвигом $z \approx \pm 1$ мм. Пространственная эволюция волнового пакета (рис. 9е) приводит к росту его амплитуды и расширению «мгновенного» дефекта течения в трансверсальном направлении. Однако долговременная структура в плоскости (z, t) не меняет свою форму вниз по потоку.

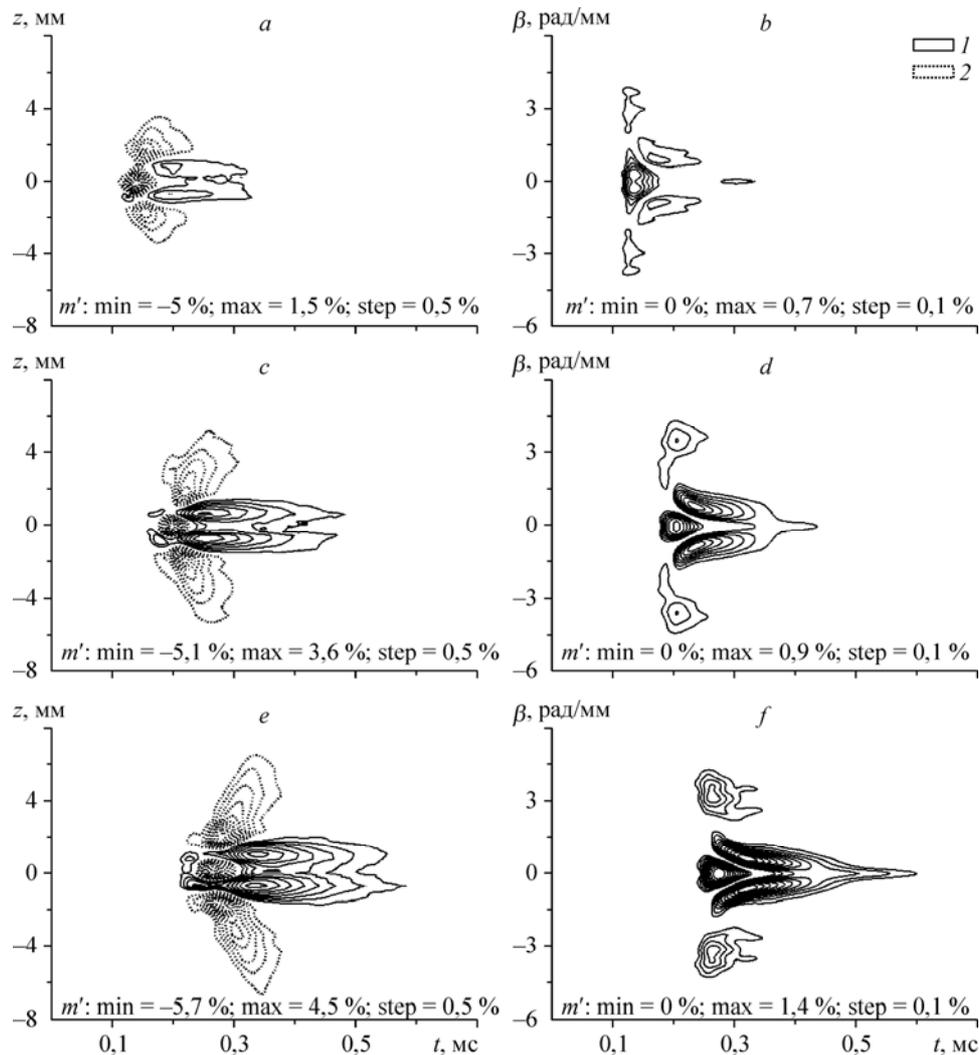


Рис. 9. Изолинии пульсаций массового расхода одиночного волнового пакета в плоскости (z, t) — а, с, е, и изолинии амплитудно-волновых спектров в плоскости (β, t) — б, д, ф.

$x = 60$ (а, б), 80 (с, д), 100 (е, ф) мм;
 1 — $0,5 \div 1,5$, 2 — $-5 \div -0,5$ % (а); 1 — $0,2 \div 0,7$ % (б);
 1 — $0,6 \div 3,6$, 2 — $-5,1 \div -0,6$ % (с); 1 — $0,25 \div 0,9$ % (д);
 1 — $0,7 \div 4,5$, 2 — $-5,7 \div -0,7$ % (е); 1 — $0,3 \div 1,4$ % (ф).

Результаты спектрального анализа по поперечным волновым числам представлены на рис. 9b, 9d, 9f. Поскольку на рис. 9 приводятся данные в плоскостях (z, t) и (β, t) , то можно сопоставить структуру контролируемых возмущений в физическом и волновом пространстве. В первом измеренном сечении (рис. 9b) «мгновенный» дефект течения, который образует передний фронт волнового пакета, в волновом пространстве отображается в виде трех областей при $\beta = 0, \pm 3$ рад/мм. Зарождение долговременной структуры происходит несколько позднее по времени в области $\beta \approx \pm 1$ рад/мм. Т.е. волновой пакет на начальном этапе состоит из двумерных и трехмерных волн. Далее вниз по потоку амплитудные максимумы практически не меняют своего положения по поперечным волновым числам, происходит смещение волнового пакета во времени. Долговременная структура в волновом пространстве представляет собой два экстремума при $\beta \approx \pm 1$ рад/мм, которые сходятся друг к другу и в области заднего фронта волнового пакета объединяются в одну структуру (рис. 9d, 9f). Продольный размер этой структуры значительно увеличивается вниз по потоку.

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование развития одиночных волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины при $M = 2$, возбуждаемых импульсным тлеющим разрядом. Предлагаемая постановка экспериментов позволила одновременно исследовать эволюцию естественных и контролируемых возмущений в сверхзвуковом потоке. Волновой пакет на начальной стадии и естественные возмущения развиваются независимо друг от друга. Далее вниз по потоку волновой пакет и естественные пульсации становятся связанными, что может указывать на их нелинейное взаимодействие.

Изучена структура одиночного волнового пакета и его развитие вниз по потоку, определены амплитудно-частотные спектры. Волновой пакет имеет сплошной спектр, ограниченный сверху частотой 40 кГц. Полуугол расплывания волнового пакета в поперечном направлении приближенно равен 5° , что близко к результатам исследований линейного развития волновых поездов [10]. Эволюция волнового пакета вниз по потоку приводит к усилению низкочастотной составляющей амплитудного спектра, которое связано с формированием долговременной структуры в области заднего фронта волнового пакета.

Выполнены оценки скорости распространения волнового пакета вниз по потоку. Получено, что его передний фронт имеет скорость, близкую к набегающему потоку. Задний фронт волнового пакета распространяется с дозвуковой скоростью. Полученные оценки для волновых пакетов совпадают с результатами по исследованию развития в сверхзвуковом потоке крупномасштабных структур, возбуждаемых тлеющим разрядом большой длительности [9].

Список литературы

1. Schubauer G.B., Skramstad H.K. Laminar boundary layer oscillations and stability of laminar flow // National Bureau of Standards RP17722. 1947. Vol. 38. P. 251–292.
2. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. М.; Ижевск, 2006. 304 с.
3. Косинов А.Д., Маслов А.А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 37–42.
4. Kosinov A.D., Maslov A.A., Shevelkov S.G. Experiments on Stability of Supersonic Boundary Layers // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 219. P. 621–633.
5. Kosinov A.D., Semionov N.V., Shevel'kov S.G., Zinin O.I. Experiments on the nonlinear instability of supersonic boundary layers // In Nonlinear Instability of Nonparallel Flows. Springer-Verlag, 1994. P. 196–206.

6. **Tumin A.** Nonlinear interaction of wave trains in a supersonic boundary layer // *J. Phys. Fluids*. 1996. Vol. 8, No. 9. P. 2552–2554.
7. **Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В., Чернорай В.Г.** Экспериментальное исследование механизма вторичного высокочастотного разрушения Л-структуры // *Теплофизика и аэромеханика*. 1999. Т. 6, № 4. С. 445–460.
8. **Katasonov M.M., Park S.-H., Sung H.J., Kozlov V.V.** Instability of streaky structure in a Blasius boundary layer // *Experiments in Fluids*. 2005. Vol. 38, No. 3. P. 363–371.
9. **Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семёнов Н.В.** Возбуждение и развитие волновых пакетов в сверхзвуковом сдвиговом слое // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2013. Т. 8, № 2. С. 70–78.
10. **Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В.** Характерные особенности слабонелинейного взаимодействия волн неустойчивости в сверхзвуковом пограничном слое // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2008. Т. 3, № 3. С. 3–14.
11. **Casper K.M., Beresh S.J., Schneider S.P.** Pressure fluctuations beneath turbulent spots and instability wave packets in a hypersonic boundary layer // *AIAA Paper*. 2011. № 2011-372.
12. **Casper K.M., Beresh S.J., Schneider S.P.** Characterization of controlled perturbations in a hypersonic boundary layer // *AIAA Paper*. 2012. № 2012-0281.
13. **Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G.** Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel ITAM SB RAS. Novosibirsk. Preprint Inst. of Theoretical and Applied Mechanics. 1999. No. 6–99. 24 p.
14. **Yermolaev Yu.G., Kosinov A.D., Semionov N.V.** The features of nonlinear development disturbances in a supersonic boundary layer in conditions of controllable experiments // *New Aspects of Fluid Mechanics and Aerodynamics*. WSEAS press, 2008. P. 174–179.

Статья поступила в редакцию 20 марта 2014 г.