

А. А. Яцких<sup>1</sup>, Ю. Г. Ермолаев<sup>2</sup>, А. Д. Косинов<sup>1,2</sup>, Н. В. Семёнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: yermol@itam.nsc.ru

## ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ СДВИГОВОМ СЛОЕ

Развит метод введения контролируемых локализованных по пространству и времени возмущений (волновых пакетов) в сверхзвуковой пограничный слой. Экспериментальные исследования выполнены на модели плоской пластины с острой передней кромкой при числе Маха  $M = 2$ . Импульсный поверхностный электрический разряд использовался для генерации возмущений, а измерения проводились с помощью термоанемометра. Исследования влияния мощности и направления пробоя тлеющего разряда на начальную амплитуду волнового пакета позволили определить параметры источника. Получены данные об эволюции локализованных контролируемых возмущений по пространству. Определены скорости распространения волнового пакета вниз по потоку.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой пограничный слой, волновые пакеты, ламинарно-турбулентный переход.

### Введение

Экспериментальное и теоретическое изучение механизмов ламинарно-турбулентного перехода проводятся более пятидесяти лет. Однако до сих пор нет полного понимания всех стадий процесса возникновения турбулентности. Сейчас общепризнанной является прямая связь перехода к турбулентности с потерей устойчивости исходного ламинарного течения [1; 2].

Существует два подхода экспериментального изучения устойчивости пограничного слоя. В первую очередь это эволюция естественных возмущений в пограничном слое. В этом случае обычно рассматриваются их интегральные характеристики и анализируются спектры мощности. Поскольку природа зарождения естественных возмущений случайна, невозможно определить волновые характеристики пульсаций и количественно сравнить с результатами линейной теории гидродинамической устойчивости. Другим подходом является эксперимент в контролируемых условиях,

когда в поток вводятся возмущения с известными начальными характеристиками. Это позволяет определить волновые характеристики вводимых в пограничный слой возмущений, и напрямую сопоставить полученные результаты с теоретическими расчетами. В исследованиях устойчивости несжимаемого пограничного слоя используются различные методы введения контролируемых возмущений: вдув-отсос, вибрирующая лента, звуковой динамик, вибратор и т. д. [2].

В сверхзвуковых исследованиях выбор метода ввода контролируемых возмущений ограничен. Малые масштабы сжимаемых сдвиговых слоев и высокие частоты волн Толлмина – Шлихтинга (на порядок выше, чем в случае дозвуковых скоростей) предъявляют жесткие требования к размерам как измерительных датчиков, так и источника контролируемых возмущений. Около 30 лет назад в ИТПМ СО РАН был разработан метод введения высокочастотных контролируемых возмущений в сверхзвуковой пограничный слой [3]. Используя этот метод, в [4]

экспериментально подтверждена линейная теория гидродинамической устойчивости. Также удалось достичь значительных успехов в изучении механизмов нелинейного взаимодействия и развития волн неустойчивости. Так, в [5] экспериментально показана роль субгармонического резонанса на слабонелинейной стадии ламинарно-турбулентного перехода. В работе [6] исследовалось нелинейное развитие волн неустойчивости на плоской пластине в контролируемых условиях. Аналогичный подход с некоторыми модификациями успешно используется за рубежом [7].

При дозвуковых скоростях поздние стадии перехода характеризуются возникновением и развитием продольных вихревых структур. Наличие этих когерентных структур приводит к искажению сдвигового течения (неустойчивые перегибные профили скорости по нормали к поверхности  $\partial U/\partial y$  и поперек потока  $\partial U/\partial z$ ). Перегиб профиля скорости способствует возникновению вторичных высокочастотных колебаний, эволюция которых приводит к разрушению продольной структуры и ее перерождению в турбулентное пятно [8].

Метод вдува-отсоса – один из способов моделирования поздних стадий перехода к турбулентности при дозвуковых скоростях [2; 8]. В этом случае в пограничный слой вводятся локализованные по пространству и времени возмущения (волновые пакеты), с помощью которых удалось достичь прогресса в изучении механизмов разрушения ламинарного течения на поздних стадиях перехода к турбулентности [8–10]. Процесс преобразования уединенной  $\Lambda$ -структуры в турбулентное пятно изучался в [9]. Показано, что механизм вторичной неустойчивости  $\Lambda$ -структуры приводит к ее трансформации в турбулентное пятно. При реализации этого механизма неустойчивости уровень градиента  $\partial U/\partial z$  является определяющим. В работе [10] изучалось возникновение волновых пакетов – «предвестников», в области фронтов продольных структур. Показано, что наряду с вторичной неустойчивостью поперечного течения, «предвестники» являются одним из механизмов разрушения ламинарного течения при повышенной степени турбулентности набегающего потока.

Однако исследований с использованием одиночных волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое до сих пор не прово-

дилось. Поэтому разработка метода введения контролируемых локализованных по пространству и времени возмущений в сверхзвуковой пограничный слой является актуальной и перспективной задачей.

Цель данной работы – разработка и апробация метода введения одиночных волновых пакетов в сверхзвуковой пограничный слой и изучение их развития вниз по потоку.

### Постановка экспериментов

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха  $M = 2$ . Значения единичного числа Рейнольдса было  $Re_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . В качестве экспериментальной модели использовалась плоская стальная пластина с острой передней кромкой, установленная под нулевым углом атаки. Размеры плоской пластины (мм): ширина – 200, длина – 440, толщина – 10. Угол скоса передней кромки составлял  $14,5^\circ$ . Толщина передней кромки не превышала 0,1 мм. Продольная координата  $x$  отсчитывалась от передней кромки пластины. Расположение электрода поверхностного разряда в поперечном направлении принималось за нулевое значение  $z = 0$  мм.

Контролируемые возмущения в пограничный слой вводились с помощью поверхностного тлеющего электрического разряда. Поверхностный разряд состоит из двух медных электродов, разделенных слоем диэлектрического изолятора. Электроды располагались параллельно направлению набегающего потока (по  $x$  координате). Диаметр электродов составлял 0,9 мм, а расстояние между ними было около 1 мм. Поверхностный разряд находился на расстоянии 14 мм от передней кромки. Направление пробоя разряда изменялось с помощью разного подключения электродов поверхностного разряда к схеме зажигания. Так, в случае пробоя разряда в направлении по потоку на ближний к передней кромке электрод подавалось высокое напряжение, а другой электрод соединялся с заземляющим контактом.

Схема зажигания импульсного электрического разряда приведена на рис. 1. Основу ее составляют транзистор, работающий в ключевом режиме, и катушка зажигания. Для управления транзистором использовался прямоугольный сигнал с генератора. Со-

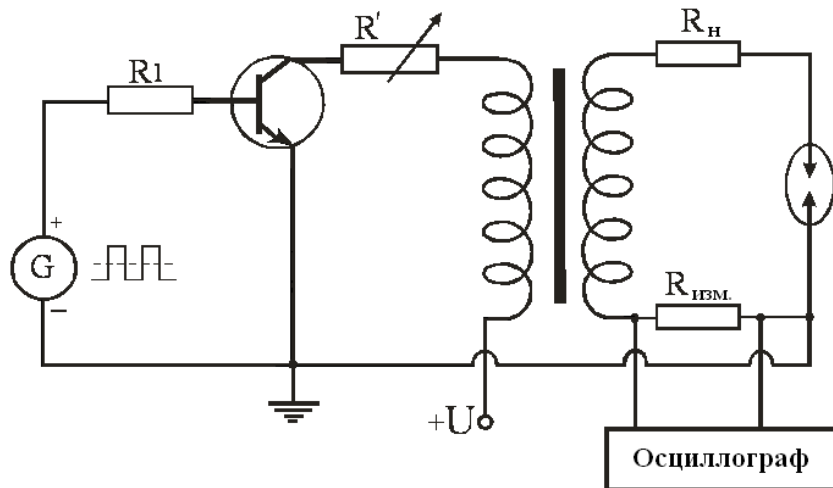


Рис. 1. Схема зажигания импульсного тлеющего разряда

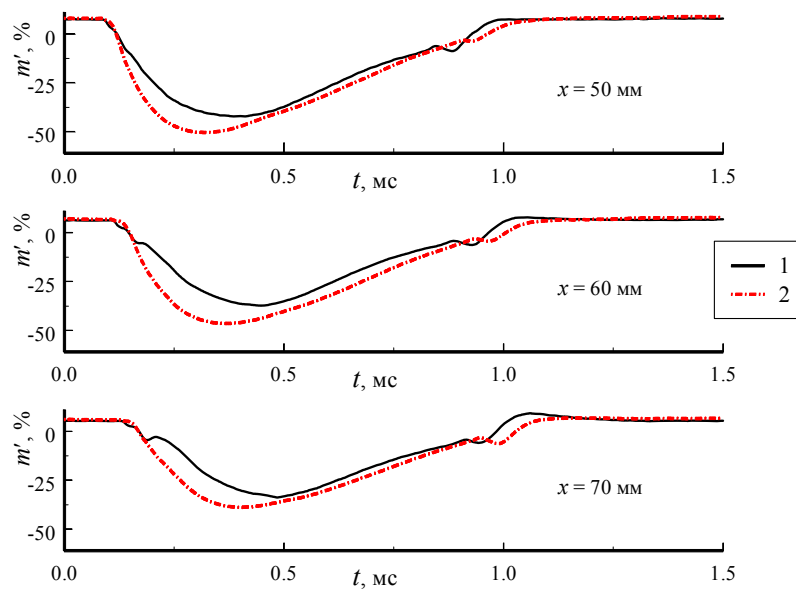


Рис. 2. Осциллограммы пульсаций при различном направлении пробоя разряда:  
1 – против потока; 2 – по потоку.  $R' = 2,1 \text{ Ом}$

противление  $R_1$  подбиралось таким образом, чтобы на верхнем уровне управляющего сигнала транзистор находился в области насыщения ( $U_{\text{бэ}} > 0,7 \text{ В}$ ). В цепь первичной обмотки повышающего трансформатора добавлено переменное сопротивление  $R'$ . Сопротивлением  $R'$  можно изменять величину тока первичной цепи и соответственно регулировать мощность, подводимую к раз-

ряду. Эксперименты проводились при трех значениях сопротивления  $R'$ : 2,1, 5,2 и 8,4 Ом. Сопротивление нагрузки во вторичной цепи составляло 40 кОм. Частота зажигания разряда в эксперименте составляла 120 Гц.

Измерения возмущений в сверхзвуковом потоке выполнялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления (ТПС).

Использовались датчики из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм. Перегрев нити датчика был равен 0,8, а измеренные ТПС возмущения преимущественно состояли из пульсаций массового расхода ( $m'$ ) [11]. Пульсационный сигнал оцифровывался с помощью 12-разрядного аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) с частотой дискретизации 750 кГц. Записывались осциллограммы пульсационного сигнала длиной 4 096 отсчетов АЦП синхронно с частотой зажигания разряда. Для выделения контролируемых возмущений из случайных естественных пульсаций использовалось осреднение сигнала по 320 реализациям. Постоянная составляющая напряжения с выхода термоанемометра «Е» измерялась с помощью цифрового вольтметра Agilent 34401A.

Для пересчета значений «Е» в величину массового расхода ( $\rho U$ ) использовалась известная для сверхзвукового потока калибровочная зависимость при термоанемометрических измерениях:  $E^2 = L + K \cdot (\rho U)^n$ , где  $L$  и  $K$  – размерные калибровочные коэффициенты [11]. Согласно [11], при степенном коэффициенте  $n = 2S_{\rho U}$  ( $S_{\rho U}$  – чувствительность датчика термоанемометра к пульсациям массового расхода), размерный коэффициент  $L$  близок к погрешности его определения и становится незначимым. Поэтому выражение можно упростить:  $E^2 \approx K \cdot (\rho U)^{2S_{\rho U}}$ . Сделав несколько измерений в свободном потоке, можно оценить величину размерного коэффициента  $K$ , а затем его использовать при пересчете значений в массовый расход внутри пограничного слоя. Напомним, что чувствительность датчика к пульсациям массового расхода для ТПС постоянна и равна  $S_{\rho U} = 0,25 \pm 0,02$  [11].

### Анализ полученных данных

Первая серия экспериментов была посвящена изучению влияния направления пробоя и мощности, подводимой к источнику контролируемых возмущений, на форму, амплитуду и вид вводимых волновых пакетов. Также рассматривалось влияние вводимых возмущений на среднее течение.

Осциллограммы пульсаций при различном направлении пробоя показаны на рис. 2.

При параллельном расположении электродов относительно набегающего потока направление пробоя влияет на амплитуду вводимых возмущений. Однако временные характеристики волнового пакета не меняются. Пробой по потоку вносит в пограничный слой более мощные пульсации. Поэтому все дальнейшие эксперименты проводились при пробое разряда в направлении по потоку.

Осциллограммы пульсаций при различной мощности разряда показаны на рис. 3. Видно, что амплитуда и вид возмущений изменяются в зависимости от величины сопротивления  $R'$ . Отметим, что длительность волновых пакетов также зависит от мощности, подводимой к разряду. Вероятно, это связано с тем, что с увеличением мощности разряд дольше горит.

Влияние контролируемых возмущений на средний поток показано на рис. 4, где приведены профили среднего течения и уровня среднеквадратичных пульсаций от нормальной координаты  $y$ . Измерения профилей проводились в центре волнового пакета ( $z = 0$  мм), где амплитуда контролируемых возмущений максимальна. При  $R' = 5,2$  Ом тлеющий разряд искажает среднее течение относительно естественного случая. Однако от менее мощного разряда,  $R' = 8,4$  Ом, искажений среднего потока не наблюдается.

Результаты измерений в поперечном направлении при  $x = 60$  мм в слое максимальных пульсаций по нормальной координате  $y$  представлены на рис. 5. Поскольку измерения выполнены при разных значениях среднего массового расхода, сложно говорить о влиянии разряда на пограничный слой в трансверсальном направлении. Для случая естественных возмущений наблюдается деформация среднего течения по поперечной координате  $z$ . Это указывает на то, что поперечный разряд несколько выступает над пластиной. Из зависимости среднеквадратичных пульсаций по  $z$  видно, что волновой пакет в начальном сечении локализован в достаточно узкой области,  $z \approx \pm 1$  мм. Поскольку тлеющий разряд при малой мощности слабо влияет на среднее течение, дальнейшие эксперименты проводились при значении  $R' = 8,4$  Ом.

Вторая серия экспериментов была посвящена исследованию эволюции волнового пакета вниз по потоку. Измерения в попе-

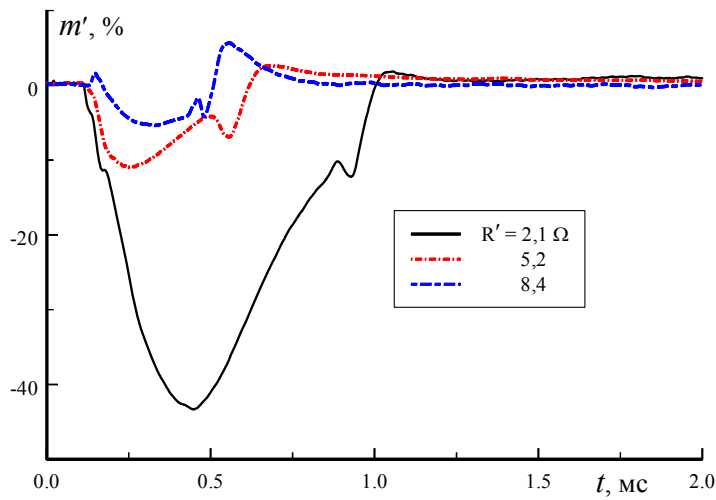


Рис. 3. Осциллограммы пульсаций при разных значениях  $R'$ ,  $x = 60$  мм

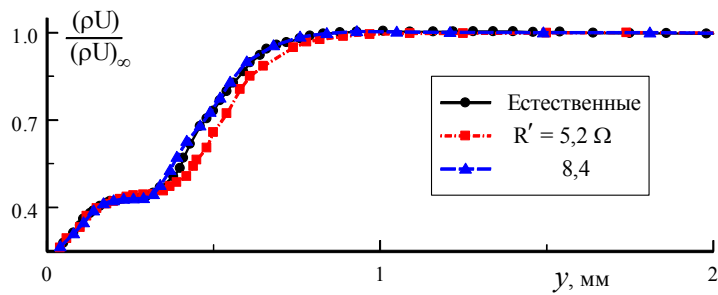


Рис. 4. Профили среднего течения и средноквадратичных пульсаций по нормали к поверхности пластины,  $x = 60$  мм

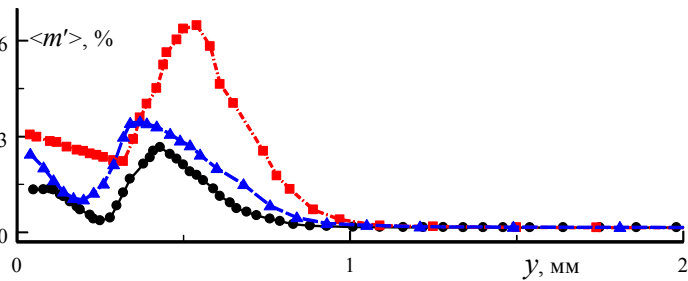


Рис. 5. Распределения среднего течения и средноквадратичных пульсаций по трансверсальной координате при  $x = 60$  мм

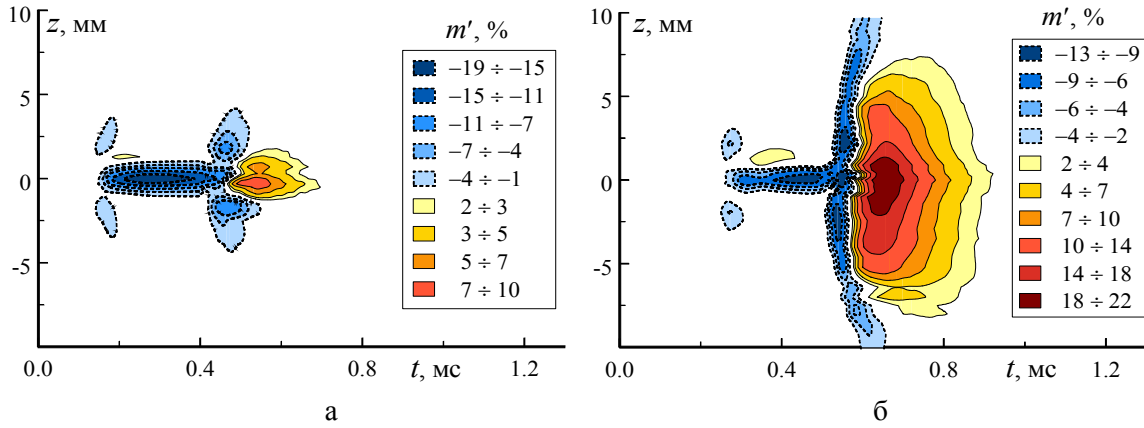


Рис. 6. Изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(z, t)$ : а – при  $x = 60$  мм; б – при  $x = 100$  мм

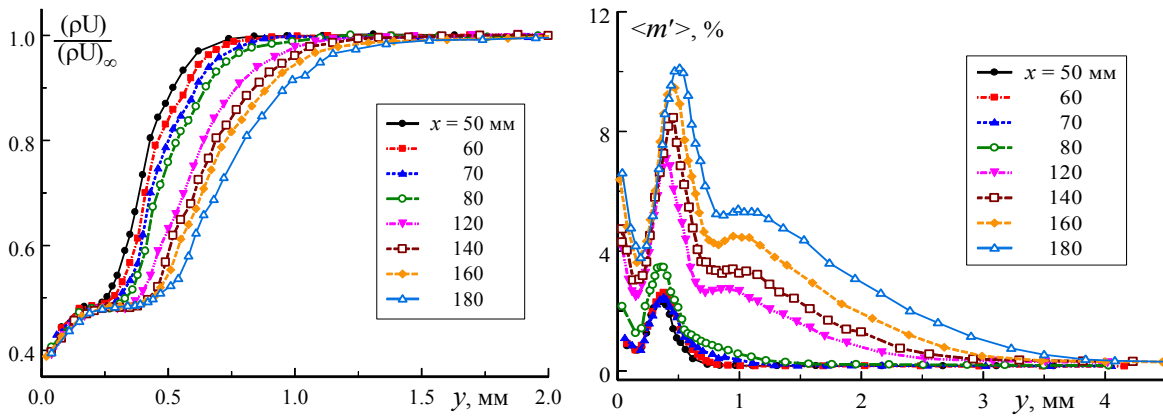


Рис. 7. Эволюция профилей среднего течения вниз по потоку (а) и профилей среднеквадратичных пульсаций (б)

речном направлении проводились в слое максимальных пульсаций по нормали к поверхности пластины при  $y \approx \text{const}$ . Распределения контролируемых возмущений по трансверсальной координате приведены на рис. 6. Здесь представлены изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(z, t)$  при  $x = 60$  и  $100$  мм соответственно. Волновой пакет как в начальном сечении, так и при  $x = 100$  мм симметричен относительно  $z = 0$  мм. Как видно из данных, наблюдается расплывание волнового пакета в поперечном направлении и его трансформация вниз по течению. Оценки показывают, что полуугол расплывания составляет приблизительно  $10^\circ$ .

На рис. 7 приведена эволюция профилей среднего течения вниз по потоку от нор-

мальной координаты  $y$ . Измерения профилей проводились в центре волнового пакета при  $z = 0$  мм. По данным, представленным на рис. 7, а, можно оценить толщину пограничного слоя, которая вблизи разряда,  $x = 50$  мм, приблизительно равна  $0,8$  мм. При  $x = 180$  мм она уже составляет  $1,4$  мм. Отметим, что экспериментальные оценки толщины пограничного слоя близки к теоретической зависимости  $\delta = \eta x / \sqrt{\text{Re}_x}$ .

На рис. 7, а можно выделить область внешнего течения, сверхзвуковую часть пограничного слоя, область трансзвукового течения и дозвуковой пристенный слой. Трансзвуковая часть пограничного слоя характеризуется слабой зависимостью массового расхода от нормальной координаты  $y$ . Видно, что верхняя граница трансзвукового

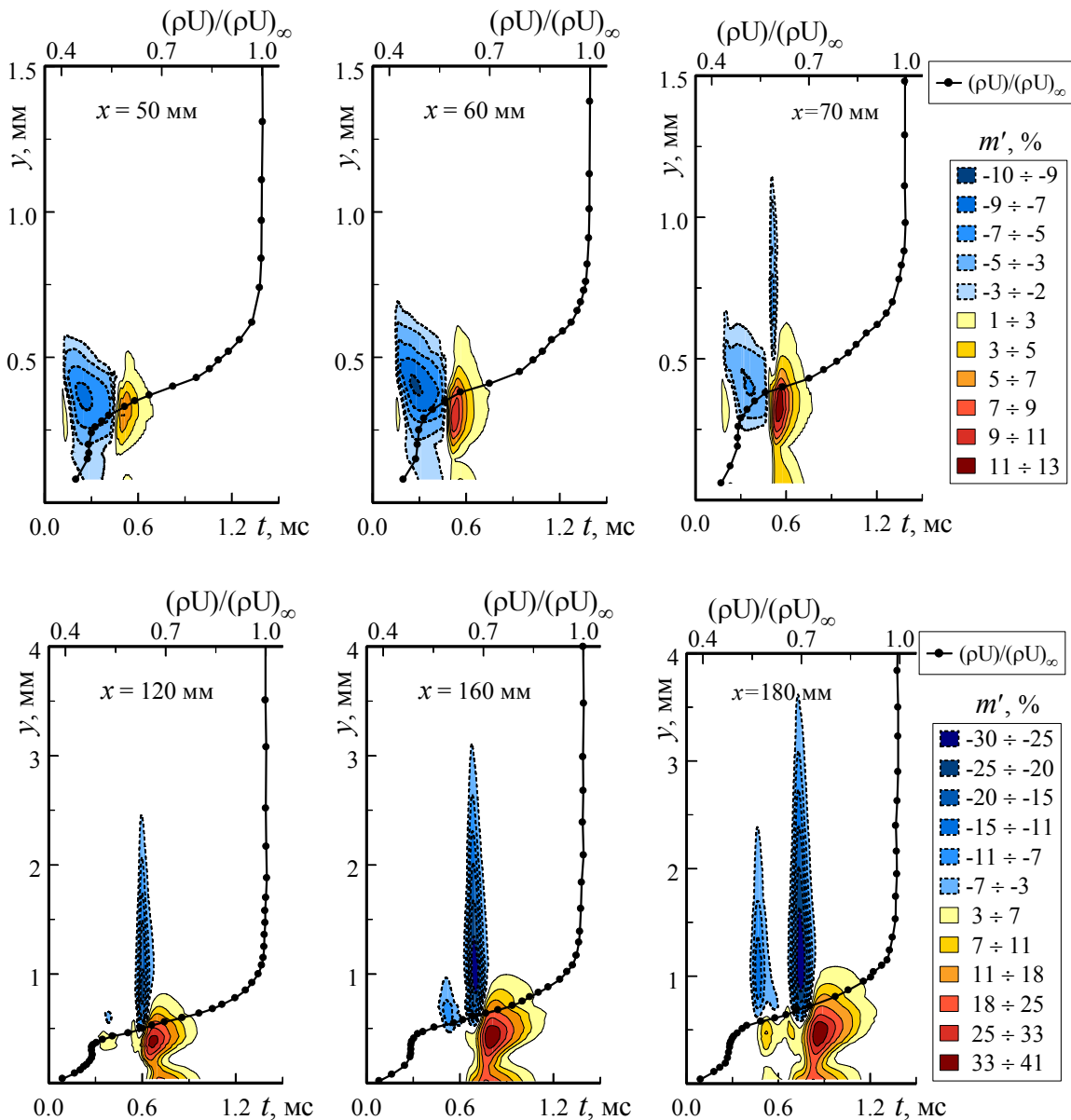


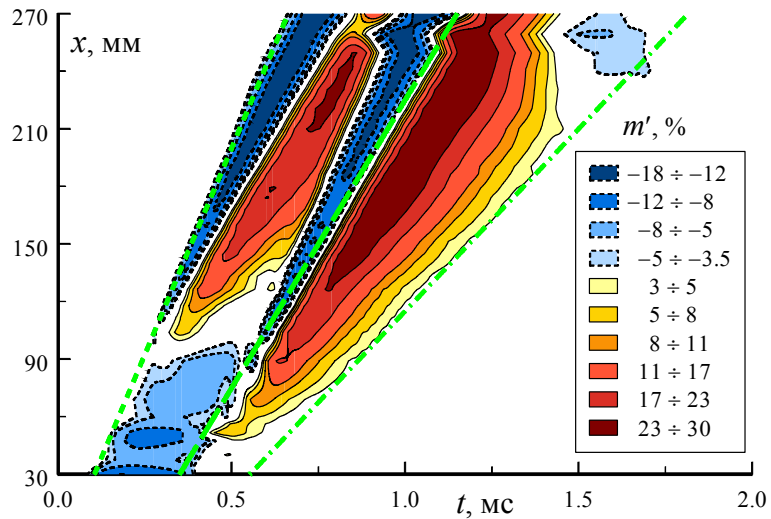
Рис. 8. Изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(y, t)$  при различных значениях продольной координаты

течения, для которой число Маха  $M = 1,1 \div 1,2$ , имеет место при значениях  $(\rho U)_y/(\rho U)_\infty$  близких к 0,5. Поскольку пересчет напряжения в массовый расход проводился по зависимости для сверхзвукового потока, количественно рассматривать данные профили среднего течения можно в сверхзвуковой области пограничного слоя с уровня 0,5 от внешнего потока и выше.

Профили среднеквадратичных пульсаций от нормальной координаты  $y$  при различных значениях  $x$  представлены на рис. 7, б. Профили контролируемых возмущений в пограничном слое имеют максимум, который со-

ответствует критическому слою. Этот максимум нарастает вниз по потоку. При этом наблюдается значительный рост среднеквадратичных пульсаций, как в верхней части пограничного слоя, так и во внешнем течении. Вблизи границы пограничного, с  $x = 120$  мм, образуется второй максимум. Отметим, что при  $x = 180$  мм волновой пакет во внешнем потоке затухает слабее, чем вблизи от разряда.

Более подробно распространение волнового пакета вниз по потоку показано на рис. 8, где представлены изолинии пульсаций в плоскости  $(y, t)$  при различных зна-

Рис. 9. Изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(x, t)$ 

чениях продольной координаты. Также на графиках приведены профили среднего течения от нормальной координаты  $y$ . Вблизи разряда, при  $x = 50 \div 60$  мм, волновой пакет расположен внутри пограничного слоя. Однако при  $x \geq 70$  мм возмущения распространяются за границу пограничного слоя во внешний поток. Скорость распространения волнового пакета вне пограничного слоя приближенно равна  $V \approx 0,8 \cdot V_\infty$ . Таким образом, вводимые волновые пакеты приводят к излучению контролируемых возмущений во внешний поток. Подобный факт уже наблюдался в [12], где изучалась структура акустического излучения во внешнем поле от искусственно возбужденного сверхзвукового пограничного слоя.

В третьей серии экспериментов проводилось изучение эволюции волнового пакета вниз по потоку в слое, где пульсации по нормали к поверхности модели максимальны, ( $\rho U = \text{const}$ ). Изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(x, t)$  показаны на рис. 9. Возмущения видоизменяются вниз по потоку. Вблизи от разряда наблюдается импульсное уменьшение массового расхода. Ниже по потоку волновой пакет трансформируется и приобретает «двугорбую» структуру.

На рис. 9 зелеными пунктирными линиями условно показаны фронты и центр пакета. По ним можно определить скорости распространения волнового пакета. Оценки показали, что скорость распространения переднего фронта составляет  $V_{п.ф.} \approx 0,8 \div 0,9 \cdot V_\infty$ ; заднего фронта –  $V_{з.ф.} \approx 0,3 \div 0,4 \cdot V_\infty$ ; центра пакета –  $V_{ц.п.} \approx 0,6 \div 0,7 \cdot V_\infty$ . Скорость распространения центра волнового пакета совпадает

с случаем мощного высокочастотного разряда [13].

По осциллограммам можно провести оценку пространственных масштабов вводимых возмущений. Оценки показывают, что геометрические параметры волновых пакетов следующие:

- $x = 60$  мм – длина 150–175 мм, ширина 8 мм;
- $x = 100$  мм – длина 210–245 мм, ширина 20 мм.

## Выводы

Разработана и экспериментально проверена методика введения локализованных по времени и пространству контролируемых возмущений в сверхзвуковой пограничный слой импульсным поверхностным разрядом.

Получено, что при расположении электродов параллельно набегающему потоку направление пробоя влияет на амплитуду вводимых возмущений. Удалось ввести мощные возмущения, амплитудой до 50 % от среднего течения. Полуугол расплывания волнового пакета в поперечном направлении приближенно равен  $10^\circ$ . Обнаружено, что вблизи источника волновой пакет развивается внутри пограничного слоя, однако далее происходит излучение контролируемых возмущений во внешнее течение. Оценки скорости распространения волнового пакета вниз по потоку показывают, что его передний фронт имеет скорость, близкую к набегающему потоку. Задний фронт волнового пакета распространяется с дозвуковой скоростью.



### Список литературы

1. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
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. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Характерные особенности слабонелинейного взаимодействия волн неустойчивости в сверхзвуковом пограничном слое // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 3. С. 3–14.
6. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семёнов Н. В. Экспериментальное исследование нелинейного развития волн неустойчивости на плоской пластине при числе Маха  $M = 3$  // Прикладная механика и теоретическая физика. 1997. Т. 38, № 2. С. 107–114.
7. Casper K. M., Beresh S. J., Schneider S. P. Pressure Fluctuations beneath Turbulent Spots and Instability Wave Packets in a Hypersonic Boundary Layer // AIAA. 2011. Paper 2011-372.
8. Грек Г. Р., Козлов В. В., Чернорай В. Г. Гидродинамическая неустойчивость пограничных слоев и отрывных течений (современное состояние исследований) // Успехи механики. 2005. Т. 36, № 4. С. 3–40.
9. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов В. В., Чернорай В. Г. Экспериментальное исследование механизма вторичного высокочастотного разрушения  $\Lambda$ -структуры // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 4. С. 445–460.
10. Горев В. Н., Катасонов М. М., Щербачев В. А. Экспериментальное исследование возникновения и развития волновых пакетов – предвестников локализованных возмущений в двумерных и трехмерных пограничных слоях // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2007. Т. 2, вып. 4. С. 49–54.
11. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G. Disturbances in Test Section of T-325 Supersonic Wind Tunnel // Novosibirsk, 1999. 24 p. (Preprint Institute of Theoretical and Applied Mechanics, № 6-99).
12. Semionov N. V., Kosinov A. D. Structure of Acoustic Radiation from Artificially Excited Boundary Layer // Int. J. of Aeroacoustics. 2005. Vol. 4. No. 3–4. P. 364–375.
13. Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семёнов Н. В. Об «аномальных» нелинейных волновых явлениях в сверхзвуковом пограничном слое // Прикладная механика и теоретическая физика. 1999. Т. 40, № 5. С. 91–98.

Материал поступил в редколлегию 05.03.2013

A. A. Yatskih, Yu. G. Yermolaev, A. D. Kosinov, N.V. Semionov

### WAVE PACKET EXCITATION AND ITS DEVELOPMENT IN SUPERSONIC BOUNDARY LAYER

A method of exciting of artificial disturbances localized in space and time (wave packets) in a supersonic boundary layer is developed. Experimental investigations are carried out in the low noise supersonic wind tunnel T-325 at Mach  $M = 2$ . A model of a flat steel plate with a sharp leading edge is used. Measurements of mean flow and fluctuations are performed by using a constant temperature anemometer. To generate controlled fluctuations the short time surface glow discharge is used. Measurements of controlled disturbances are synchronized in time with glow discharge ignition. To increase the signal-to-noise ratio the time trace averaging technique is applied. Electrical power and polarity of the glow discharge initiation are changed to see their influence on the initial wave packet amplitude. Optimal glow discharge parameters for generation of artificial disturbances are found. The experimental data on the localized disturbances evolution in boundary layer are received. It is obtained that the velocity of the wave packet propagation has speed close to the free stream for the leading wave edge. The trailing edge of the wave packet spreads with subsonic speed relatively the supersonic flow. The wave packet propagates in both the streamwise and spanwise directions. Half-angle of this spreading is approximately equal to 10 degrees relative to the free stream direction. It has been found, that the wave packet is developed inside the boundary layer near of the artificial pulsations source. However the evolution of controlled disturbances leads to their radiation into free flow.

*Keywords:* supersonic boundary layer, wave packet, laminar-turbulent transition.