

П. А. Поливанов¹, А. А. Сидоренко¹, А. А. Маслов^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail.ru: polivanov@ita.nsc.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Выполнено экспериментальное исследование отрывного течения в зоне взаимодействия падающей косою ударной волны с турбулентным пограничным слоем при числе Маха $M_\infty = 2$ и числе Рейнольдса $Re_\theta = 2,7 \div 3,5 \times 10^3$. Получены данные о распределении давления вдоль поверхности модели, осуществлена саже-масляная и шпирен-визуализация. В статье приводятся данные детальных термоанемометрических измерений в набегающем пограничном слое, области взаимодействия и в зоне восстановления. Обнаружена нестационарность отрывной зоны и отраженной ударной волны. Показано влияние краевых эффектов на квазидвухмерную структуру отрывного течения.

Ключевые слова: отрыв потока, ударная волна, турбулентность, пограничный слой.

Введение

На протяжении более 50 лет взаимодействие ударной волны с пограничным слоем остается важной фундаментальной и прикладной проблемой аэродинамики. Подобные течения характерны для широкого спектра сверхзвуковых течений около самолетов, возвращаемых космических аппаратов, элементов турбомашин и т. д. Для большинства практических ситуаций, набегающий пограничный слой является турбулентным. При достаточно сильном взаимодействии (интенсивных ударных волнах) возникают обширные отрывные зоны, существенно перестраивающие картину течения и изменяющие динамические и тепловые нагрузки на обтекаемое тело.

Для проектирования летательных аппаратов, оптимизации их формы и разработки систем управления очень важно достаточно точно предсказывать параметры течения в окрестности точек отрыва и присоединения потока, поскольку именно здесь реализуются наиболее интенсивные нагрузки на поверхность. Изучению свойств турбулентно-

го отрыва в сверхзвуковых течениях посвящено большое число экспериментальных и расчетных исследований (см., например, обзоры [1–3]). Несмотря на достаточно хорошее понимание физики подобных течений и возможность предсказания некоторых параметров с приемлемой точностью, многие вопросы еще не решены. В частности, было показано [4; 5], что отрывное течение является, как правило, нестационарным и отраженная ударная волна совершает колебательные движения. Временной масштаб этих колебаний значительно отличается от характерных масштабов течения, и вопрос о природе колебаний остается открытым. Предполагается [6], что учет данного явления в расчетных моделях позволит значительно повысить точность предсказания характеристик отрывных течений.

В настоящий момент в инженерных приложениях используются вычислительные методы, использующие уравнение Рейнольдса с расчетом турбулентной вязкости по одно- или двухпараметрическим моделям. Такие методы являются стационарными и не позволяют получать данные о пульсациях течения. Подобную информацию

может предоставить прямое численное моделирование (DNS – direct numerical simulation) или метод моделирования крупных вихрей (LES – large eddy simulation). Но данные методы требуют больших вычислительных мощностей и на настоящий момент с их помощью могут решаться задачи лишь при низких числах Рейнольдса и простых конфигурациях взаимодействия.

К сожалению, подавляющее число опубликованных экспериментальных работ по исследованию взаимодействия ударной волны с пограничным слоем были выполнены при больших числах Рейнольдса. Это объясняется их ориентированностью на практические приложения, но не позволяет использовать результаты для верификации расчетов, выполненных при помощи DNS и LES.

В связи с этим возникает потребность в выполнении экспериментов при небольших числах Рейнольдса на простых конфигурациях с целью верификации численных методов и более глубокого понимания физики нестационарных процессов в отрывных течениях.

Описание установки, модели и условий эксперимента

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО РАН Т-325 при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, давлении торможения $P_0 = 0,79 \cdot 10^5$ Па, температуре торможения 286 К и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 10,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Аэродинамическая труба Т-325 является установкой эжекторного типа с выхлопом в атмосферу (время непрерывного действия определяется режимом

работы и для выбранного режима достигает 40 мин). Т-325 имеет плоские профилированные сопла, рабочую часть квадратного сечения 200×200 мм. Неравномерность поля чисел Маха в потоке не превышает 0,8 %. Давление и температура в форкамере в ходе эксперимента поддерживались постоянными с максимальным отклонением 3 %. Уровень пульсаций массового расхода в свободном потоке при $Re_1 = 10,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ составляет 0,1 %, что позволяет отнести данную установку к малозумным аэродинамическим трубам.

Экспериментальная модель изображена на рис. 1 и представляет собой плоскую пластинку с острой передней кромкой (1) и генератор ударной волны в виде клина установленного над пластиной (2). Для создания развитого равновесного турбулентного пограничного слоя на пластине в области взаимодействия использовались два вида турбулизаторов. Турбулизатор устанавливался вблизи передней кромки по всей ширине модели. Использовались проволочка диаметром 0,1 мм и полоска наждачной бумаги толщиной 0,25 мм и шириной 2 мм. Расстояние турбулизатора от передней кромки пластины выбиралось так, чтобы его высота по порядку величины равнялась толщине вытеснения ламинарного пограничного слоя. С целью варьирования толщины пограничного слоя в области взаимодействия были изготовлены две пластины, отличавшиеся длиной. На рис. 1 короткая пластина длиной 390 мм показана сплошной линией, а длинная пластина (490 мм) – сплошной и штриховой. В итоге были использованы три различные конфигурации модели:

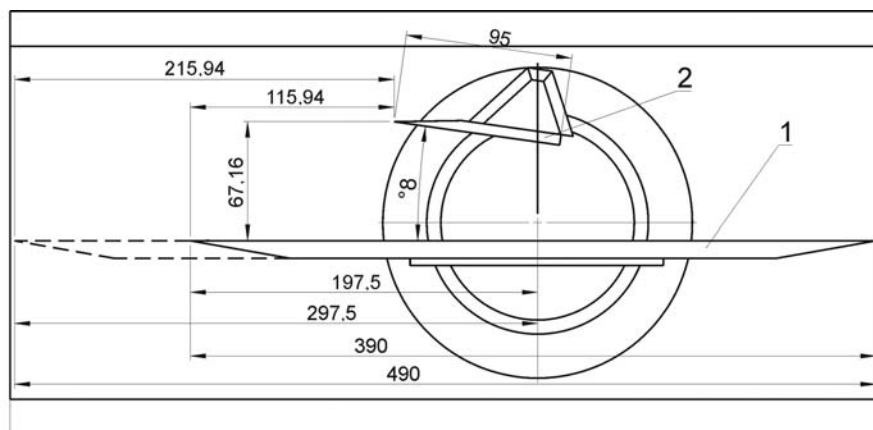


Рис. 1. Конфигурация экспериментальной модели (поток слева направо)

- 1) пластина длиной 390 мм, турбулизатор проволочка (№ 1);
- 2) пластина длиной 490 мм, турбулизатор проволочка (№ 2);
- 3) пластина длиной 490 мм, турбулизатор наждачная бумага (№ 3).

Основные геометрические параметры модели приведены на рис. 1. В трансверсальном направлении модель и клин занимали всю ширину рабочей части. Модель устанавливалась под нулевым углом атаки, точность установки составляла не ниже $0,02^\circ$. В данной серии экспериментов клин отклонял набегающий поток на 8° (точность установки $\pm 0,1^\circ$). При этом формировалась косая ударная волна с углом $37,2^\circ$. На поверхности модели расположены 27 дренажных отверстий, расположение которых выбиралось с учетом предполагаемых размеров и положения зоны отрыва. Дренажные отверстия располагались с шагом 4 мм по продольной оси модели.

Давление на поверхности модели измерялось 23 пьезорезистивными датчиками СРС15АН и СРС30АН с диапазоном $0 \div 100$ и $0 \div 200$ кПа соответственно. Каждый датчик при помощи пневмотрассы подключался к одному из обслуживаемых им дренажных отверстий. Погрешность при измерении давления не превышала $0,5\%$ от диапазона датчика. Для визуализации течения шлирен-методом использовались прибор ИАБ 451 и цифровая 10-разрядная высокоскоростная камера РСО 1200 hs с максимальным разрешением 1280×1024 и частотой кадров 636 Гц при максимальном разрешении.

Термоанемометром постоянного сопротивления с одноточечным датчиком измерялись возмущения и средние величины массового расхода в пограничном слое и в зоне отрыва. Датчик изготавливался из 10 мкм вольфрамовой проволочки длиной 1,7 мм. Коэффициент перегрева равнялся 0,8, таким образом, датчик в основном чувствовал только пульсации массового расхода [7]. Выходной сигнал термоанемометра усиливался в 4 раза и оцифровывался с помощью 12-разрядного АЦП. Датчики перемещались в пограничном слое с точностью 0,01 мм по нормали к поверхности и 0,1 мм в продольном и трансверсальном направлении.

Для проверки влияния державки термоанемометра на зону взаимодействия был

проведен эксперимент, в котором течение в зоне взаимодействия визуализировалось при помощи шлирен-метода при различных положениях датчика термоанемометра. При сравнении фотографий влияния положения датчика на размер отрывной области обнаружено не было.

Восстановление скорости по измеренному массовому расходу выполнялось с использованием модифицированного интеграла Крокко и измеренному статическому давлению на стенке модели. При этом предполагалось постоянство давления поперек пограничного слоя.

Набегающий турбулентный пограничный слой

Поскольку участок развития пограничного слоя от передней кромки до области взаимодействия при данном Re_1 недостаточен для формирования равновесного турбулентного пограничного слоя при естественном ламинарно-турбулентном переходе, был применен искусственный турбулизатор. Для всех трех конфигураций модели были получены профили набегающего пограничного слоя без генератора ударной волны. Для конфигурации № 1 (короткая пластина) – на расстоянии 160 мм от передней кромки модели, для конфигурации № 2 и 3 (длинная пластина) – на расстоянии 245 мм от передней кромки модели. На рис. 2 приведены графики трансформированной средней скорости для всех трех конфигураций модели, а для конфигурации № 1 построены также спектры пульсаций массового расхода в логарифмической области профиля в Колмогоровских координатах. Трансформированная средняя скорость учитывает сжимаемость и находится по следующей формуле:

$$U^* = \frac{u_e}{b} \sin^{-1} \left[\frac{2b^2 (u/u_e) - a}{\sqrt{(a^2 + 4b^2)}} \right],$$

$$a = \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right) \frac{T_e}{T_w} - 1,$$

$$b^2 = r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \frac{T_e}{T_w}.$$

Формулы для расчета Колмогоровских масштабов были взяты из работы [8]. Из распределения скорости нормированной на

скорость трения ($u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}$) хорошо видно

наличие стандартного логарифмического участка в распределении скорости для равновесного турбулентного пограничного слоя. Наклон спектральных кривых в логарифмической области соответствует $-5/3$ (Колмогоровский наклон). Таким образом, можно констатировать, что перед отрывной зоной существует развитый равновесный турбулентный пограничный слой.

Принималось, что граница пограничного слоя лежит в точке, где $U = 0,99 \cdot U_\infty$. Основные величины, характеризующие набегающий пограничный слой для каждой конфигурации, показаны в табл. 1.

Взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем

На рис. 3–5 показаны шпирен-фотографии зон взаимодействия турбулентного пограничного слоя с падающей ударной вол-

ной для трех конфигураций. Горизонтальными и вертикальными линиями показаны положения сечений, в которых датчиком термоанемометра измерялись распределения массового расхода и его пульсаций. На рисунках видно формирование отрывной зоны и отраженной ударной волны.

Примем за X_0 расстояние от передней кромки пластины до среднего (по времени) положения пересечения отраженной ударной волны с поверхностью модели. За длину зоны взаимодействия L можно взять расстояние от X_0 ($X_0 = 175,5; 262,0; 265,0$ мм для 1–3-й конфигураций модели соответственно) до точки присоединения потока, за которую, с достаточной точностью, можно принять точку пересечения падающей ударной волны с пластиной для невязкого случая. Для наших случаев L равняется 28, 38, 41 мм для 1–3-й конфигураций соответственно. В дальнейшем все координаты будут даваться в безразмерном виде. Так, продольная координата будет определяться как

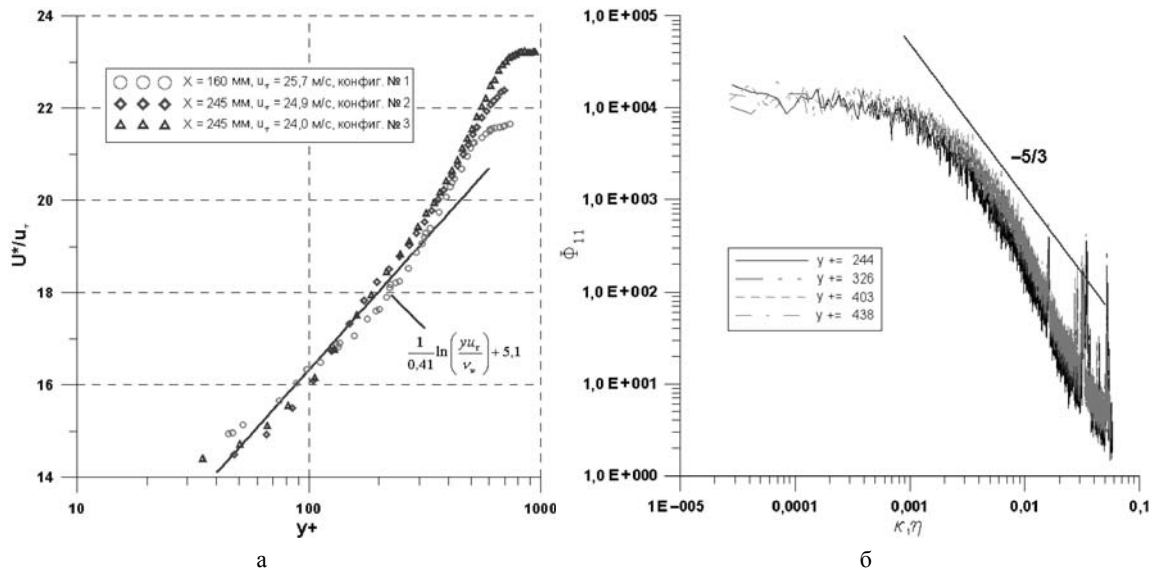


Рис. 2. Логарифмический профиль скорости для турбулентного пограничного слоя (а); спектры в пограничном слое в Колмогоровских масштабах (б)

Таблица 1

Характеристики набегающего пограничного слоя

№ конфиг.	Δ_0 , мм	δ^* , мм	Θ , мм	$Re_\theta = \frac{\theta \cdot U_0 \cdot \rho_0}{\mu_0}$	u_τ , м/с	τ_w , Па	$C_f = \frac{2 \cdot \tau_w}{\rho_0 \cdot U_0^2}$
1	3,1	0,757	0,228	$2,7 \times 10^3$	25,7	85,86	$5,06 \times 10^{-3}$
2	4,1	0,911	0,283	$2,9 \times 10^3$	24,9	80,60	$4,75 \times 10^{-3}$
3	4,3	1,079	0,332	$3,5 \times 10^3$	24,0	73,73	$4,41 \times 10^{-3}$

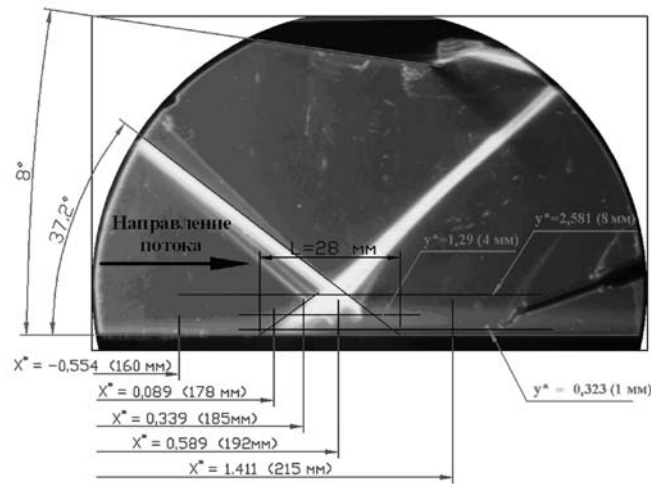


Рис. 3. Шлирен-фотография области взаимодействия для конфигурации № 1 (время экспозиции 10 мс)

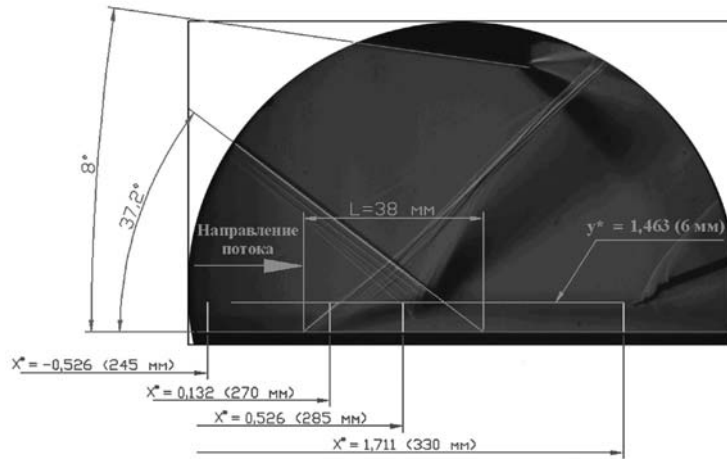


Рис. 4. Шлирен-фотография области взаимодействия для конфигурации № 2 (время экспозиции 0,2 мс)

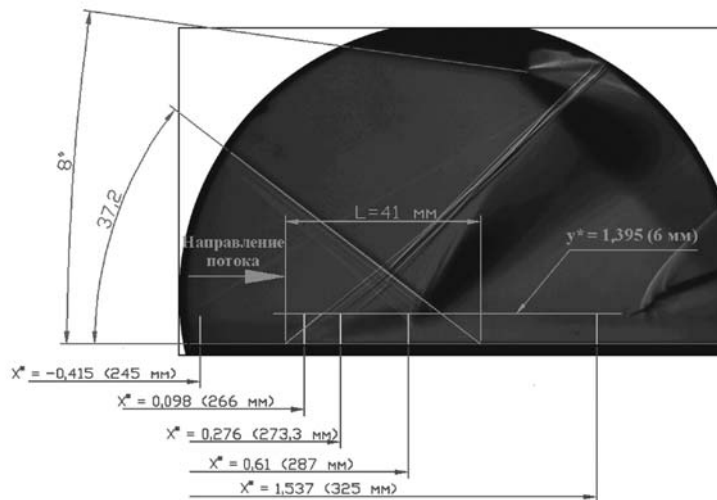


Рис. 5. Шлирен-фотография области взаимодействия для конфигурации № 3 (время экспозиции 0,15 мс)

$X^* = (X_0 - X) / L$. Нормальная координата, отсчитываемая от поверхности модели, обезразмерена на толщину набегающего пограничного слоя $y^* = y / \delta_0$. Трансверсальная координата отсчитывалась от плоскости симметрии модели и нормировалась на полуширину канала $z^* = z / H$ ($H = 100$ мм). Термоанемометрические измерения для конфигураций модели 1 и 2 проводились только в плоскости симметрии модели. Для конфигурации № 2 были проведены измерения вдоль трансверсальной координаты.

Вопрос о трехмерной структуре течения в данном эксперименте является очень важным. Несмотря на то, что конфигурация модели и клина предполагает формирование двумерного течения с плоской падающей и отраженной ударными волнами, наличие пограничного слоя на боковых стенках рабочей части вносит свои поправки. Толщина турбулентного пограничного слоя на стенке составляет около 11 мм, что значительно больше величин δ_0 , приведенных в табл. 1. Падающая ударная волна вызывает отрыв пограничного слоя на стенке и значительно влияет на течение в углах между стенкой и моделью.

Из шпирен-визуализации, приведенной на рис. 3–5, невозможно судить о двумерности течения в силу того, что данный метод визуализации интегрирует оптические неоднородности вдоль луча. На фотографиях рис. 4 и 5 присутствуют слабые ударные волны, образующиеся вблизи боковых стенок рабочей части. Изображение фронта отраженной ударной волны на фотографиях также является результатом наложения нескольких структур. Кроме того, отраженная ударная волна осциллирует с амплитудой ≈ 4 мм и частотой 400–600 Гц, что не позволяет использовать большое время экспозиции для выявления сильных неоднородностей (см. рис. 3).

Сажемасляная визуализация была проведена при различных числах Рейнольдса для конфигурации № 1. Необходимо отметить, что в этих экспериментах генератор ударной волны был смещен на 20 мм вверх по потоку. Незначительная смазанность сажемасляной смеси на линии отрыва возникла во время остановки аэродинамической трубы. Из рис. 6 видно, что отрыв на пластине имеет трехмерную структуру, вызванную большими отрывными зонами в углах между пластиной и стенкой аэродинамической

трубы. В диапазоне $z^* = \pm 0,5$ (± 50 мм) относительно плоскости симметрии отрывная зона практически не меняется (положение точки начала отрыва X_0 изменяется в диапазоне ± 1 мм) и является квазидвумерной. Тем не менее можно сделать вывод, что для $Re_1 < 11 \cdot 10^6$ м⁻¹ отрывные зоны по бокам модели являются достаточно обширными и, скорее всего, влияют на течение вблизи плоскости симметрии.

На рис. 7 показано распределение давления на поверхности модели вдоль оси симметрии. Полученное распределение является характерным для данного вида взаимодействия. В зоне отрыва $X^* = 0 \div 1$ имеется характерное для отрыва плато в распределении давления. Давление для случая невязкого взаимодействия должно возрастать до $P / P_\infty = 2,3$. Из графика видно, что в эксперименте давление возрастает приблизительно до $P / P_\infty = 2,4$, что связано с сильным увеличением толщины вытеснения пограничного слоя за отрывом и, соответственно, более сильным наклоном отраженного скачка. Этим же эффектом можно объяснить небольшой прирост давления для конфигураций № 2 и 3 по сравнению с конфигурацией № 1, так как для конфигураций № 2 и 3 отрывная зона значительно больше по сравнению с конфигурацией № 1.

На рис. 8–11 представлены распределения массового расхода ρv и величины среднеквадратичных пульсаций массового расхода, нормированной на значение местного массового

расхода, $\langle \rho v \rangle = \frac{\sqrt{\sum ((\rho v)_i - \overline{\rho v})^2}}{\overline{\rho v}}$ для вер-

тикальных и горизонтальных профилей. Для конфигурации № 1 горизонтальное сканирование проводилось на различных расстояниях от стенки модели. Рассмотрим подробно горизонтальный профиль, полученный перемещением датчика термоанемометра над моделью вдоль координаты X^* при фиксированной координате $y^* = 2,851$ (рис. 8). При прохождении отраженной ($X^* = 0,45$) и падающей ($X^* = 0,55$) ударных волн наблюдается резкий рост массового расхода. Ударным волнам соответствуют пики в распределении пульсаций массового расхода. При этом наблюдается значительный уровень пульсаций в зоне отраженной ударной волны (порядка 10 %) и более слабый уровень для падающей (порядка 3 %). После прохождения падающей ударной

волны наблюдается зона уменьшения массового расхода, обусловленная прохождением датчика через веер волн разрежения. Отметим увеличение уровня пульсаций в веере волн разрежения, а также рост пульсаций в следе, что связано с переходом датчика из невязкого течения в нарастающий пограничный слой.

Рассматривая горизонтальные профили с координатами $y^* = 1,29; 1,395; 1,463$, приведенные на том же рисунке, можно отметить достаточно хорошее совпадение распределений ρv для трех различных конфигураций. При этом в распределении массового расхода наблюдается только отраженная ударная волна в виде резкого роста уровня ρv , за которым идет уменьшение локального значе-

ния массового расхода, связанное с резким ростом толщины пограничного слоя над отрывной зоной. После прохождения координаты $X^* = 0,65$ наблюдается повышение массового расхода, связанное с восстановлением пограничного слоя и уменьшением его толщины за отрывной зоной. В распределении среднеквадратичных пульсаций отчетливо виден пик, соответствующий отраженной ударной волне ($X^* \approx 0,18$), а также большой уровень пульсаций в отрывной зоне ($X^* \approx 0,5$) и следе. Несмотря на то, что в распределении массового расхода падающая ударная волна не фиксируется, в распределении пульсаций присутствует небольшой пик ($X^* = 0,65$), связанный, очевидно, с пульсациями отраженной ударной волны.

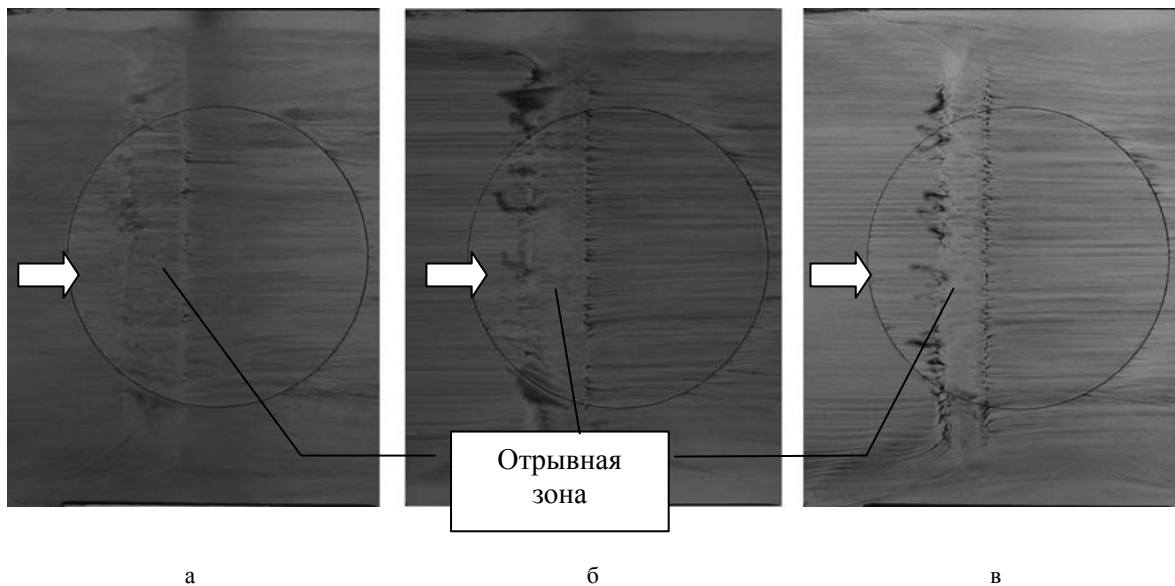


Рис. 6. Сажемастная визуализация области взаимодействия :
 а – $Re_1 = 14 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$; б – $Re_1 = 21 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$; в – $Re_1 = 30,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$

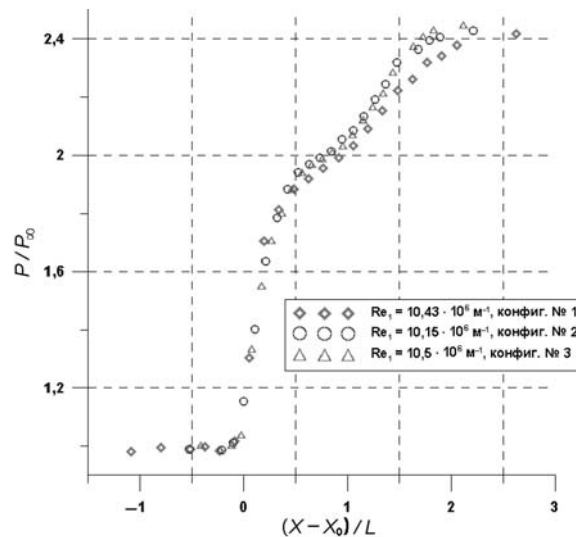


Рис. 7. Продольное распределение давления на стенке модели

Горизонтальное распределение с координатой $y^* = 0,323$ соответствует перемещению датчика в пограничном слое вблизи стенки. Ударная волна на таком расстоянии от стенки ещё не сформировалась и представляет собой веер волн сжатия, вызывающий слабый пик в распределении ρv . После прохождения этой зоны распределение качественно соответствует данным, полученным на больших расстояниях от стенки. В распределении $\langle \rho v \rangle$ наблюдается незначительное увеличение уровня пульсаций,

что связано со слабым градиентом и малым ростом среднего уровня массового расхода в отличие от случая сформировавшейся отраженной ударной волны.

Рассмотрим подробно вертикальные профили массового расхода и среднеквадратичного значения пульсаций, полученные для конфигурации № 1 (рис. 9). Анализ данных полезно проводить, сопоставляя положение сечений с визуализацией течения, представленной на рис 3. Распределение ρv , измеренное в самом начале области взаимо-

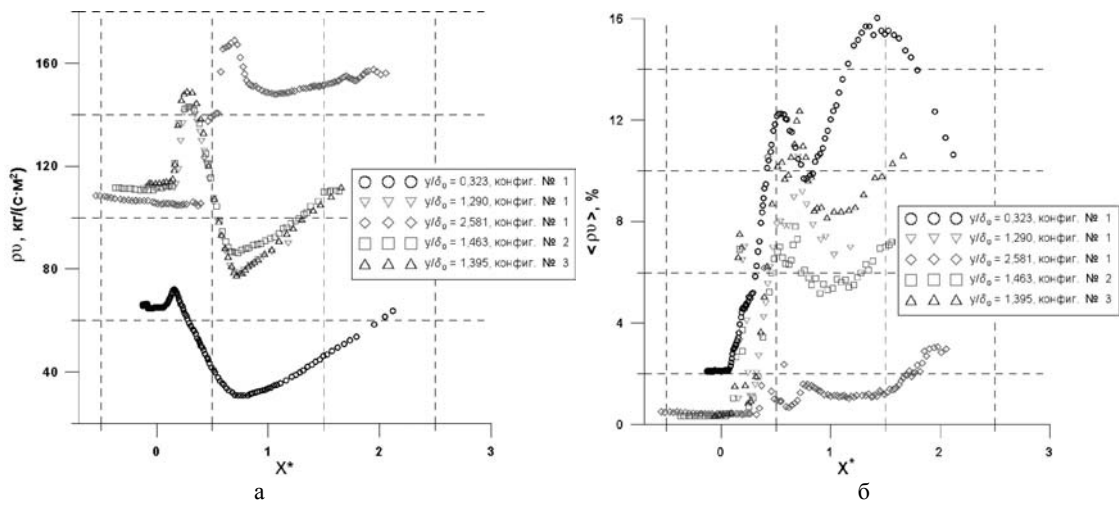


Рис. 8. Горизонтальные профили: а – массового расхода; б – среднеквадратичных пульсаций массового расхода

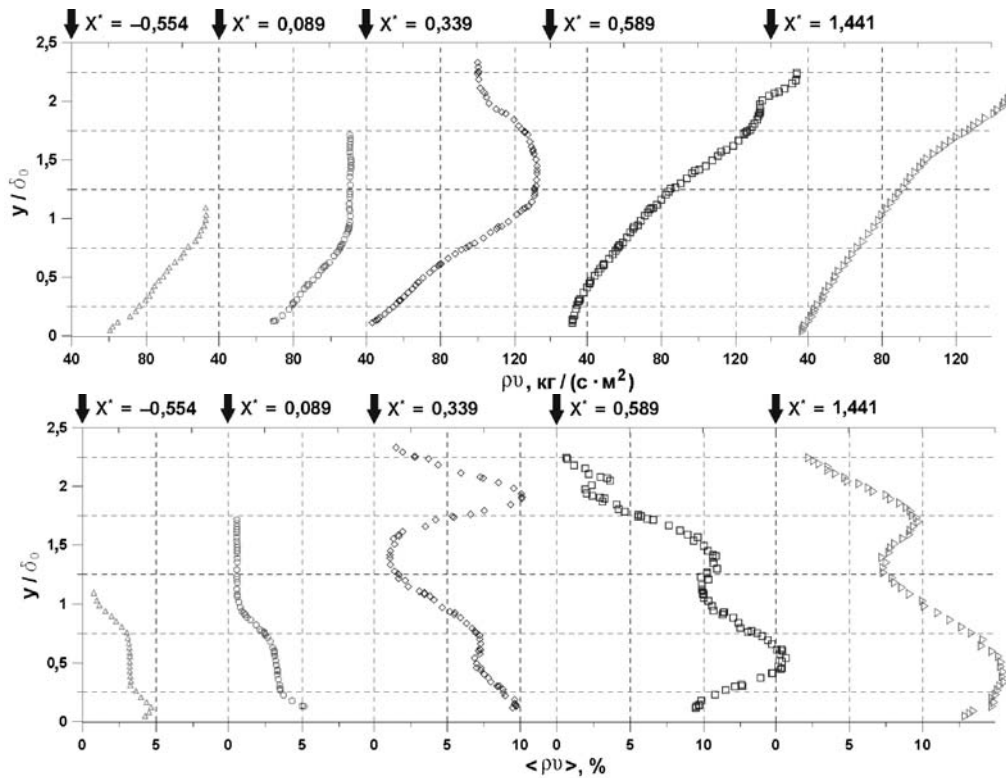


Рис. 9. Вертикальные профили массового расхода и среднеквадратичных пульсаций массового расхода для конфигурации № 1

действия ($X^* < 0,1$), практически не отличается от профиля ρv набегающего турбулентного пограничного слоя, измеренного перед областью взаимодействия ($X^* = -0,554$). Волны сжатия, формирующиеся в данной области, пока еще слишком слабы и не сильно искажают среднее течение. Тем не менее в распределении $\langle \rho v \rangle$ заметно увеличение уровня пульсаций.

Рассматривая профили, полученные в $X^* = 0,339$, можно заметить резкое изменение уровня массового расхода при $y^* = 1,89$ и соответствующий ему пик в распределении $\langle \rho v \rangle$, вызванный отраженной ударной волной. Данный пик обусловлен колебаниями нестационарной отраженной ударной волны, и его ширина определяется размахом этих колебаний. Кроме того, эти колебания приводят к формированию вихревой дорожки, отмеченной на распределении $\langle \rho v \rangle$ в виде пика при $y^* = 0,7$. Уровень пульсаций вблизи стенки увеличивается, что говорит о близости отрывного пузыря.

Продвигаясь дальше по отрывной зоне, рассмотрим вертикальные профили, соответствующие координате $X^* = 0,589$. Хорошо заметна деформация профиля массового расхода по сравнению с профилем равновесного турбулентного пограничного слоя. В связи с формированием отрывной зоны и сдвигового слоя над ней, изменилась кривизна профиля массового расхода. Зона возвратного течения не может быть обнаружена по данным термоанемометрических измерений, так как калибровка датчика в данном эксперименте выполнялась при постоянном $M_\infty = 2$ в диапазоне $\rho v = 50 \div 130 \text{ кг/(с} \cdot \text{м}^2)$, что недостаточно для измерений в возвратном течении. Уровень пульсаций также значительно увеличился по сравнению с предыдущими сечениями. Главный пик в распределении пульсаций находится при $y^* = 0,5$ и соответствует сдвиговому слою, развивающемуся над отрывным пузырем. В профиле $\langle \rho v \rangle$ можно отметить присутствие второго пика при $y^* = 1,39$, соответствующего вихревой дорожке. На периферии пограничного слоя ($y^* = 2,1$) заметно прохождение падающей ударной волны в виде резкого изменения уровня ρv и соответствующего ему пика пульсаций.

Профили с координатой $X^* = 1,411$ расположены за точкой присоединения потока. Необходимо отметить, что профили массового расхода и пульсаций слабо изменили

форму по сравнению с профилями в центре области взаимодействия, что говорит о сильном влиянии отрывной зоны на течение в следе. При этом по-прежнему наблюдается второй максимум в распределении среднеквадратичных пульсаций с координатой $y^* = 1,677$. Пик, соответствовавший ранее пульсациям в слое сдвига, стал более широким и переместился к стенке.

Рис. 10, 11 представляют данные, полученные для конфигураций № 2 и 3. Результаты этих измерений интересны тем, что, помимо сравнения с выше представленными данными, дают более детальную информацию о течении за зоной взаимодействия и вблизи стенки модели. Все измерения проведены в зоне вязкого течения и поэтому ударные волны не видны или явно не выражены на этих профилях. Пристеночный пик $\langle \rho v \rangle$ явно выражен на профилях пульсаций, полученных в зоне возвратного течения. Данные, полученные вниз по потоку от зоны взаимодействия, показывают, что с увеличением продольной координаты X^* профиль массового расхода восстанавливается и приобретает форму, характерную для развитого турбулентного пограничного слоя. Уровень пульсаций также медленно уменьшается с ростом координаты X^* . Необходимо отметить, что зона восстановления пограничного слоя имеет большую протяженность по потоку.

Исследования трехмерной структуры течения были дополнены термоанемометрическими измерениями. Основной целью данного эксперимента было определение формы фронта отраженной ударной волны. На рис. 12 показаны продольные распределения массового расхода и среднеквадратичных пульсаций, полученные при различных z^* и постоянном $y^* = 1,463$ для конфигурации № 2. На рис. 13 нанесены положения отраженной ударной волны на этой высоте. За среднее положение ударной волны принималась координата максимума пульсаций отраженной ударной волны.

Анализируя данные рисунки, можно заметить, что в диапазоне $z^* = 0 \div 0,45$ распределения массового расхода вдоль X^* практически идентичны. Меняется только положение отраженной ударной волны, она смещается вниз по потоку от $X^* = 0,165$ до $X^* = 0,282$ при приближении к боковой стенке рабочей части. Из распределения среднеквадратичных пульсаций массового расхода видно, что уровень

пульсации для отраженной ударной волны падает при приближении к стенке. Начиная с координаты $z^* = 0,5$, положение отраженной ударной волны начинает смещаться вверх по потоку из-за влияния отрывной зоны, сфор-

мировавшейся на стенке. Наблюдается сильное размазывание зоны роста массового расхода, связанное с тем, что в данных сечениях ударная волна еще не сформировалась и представляет собой комбинацию волн сжатия.

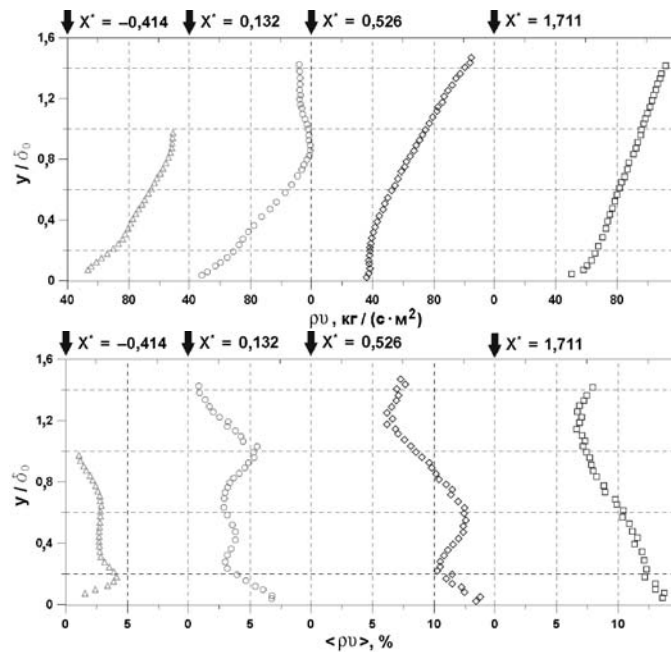


Рис. 10. Вертикальные профили массового расхода и среднеквадратичных пульсации массового расхода для конфигураций № 2

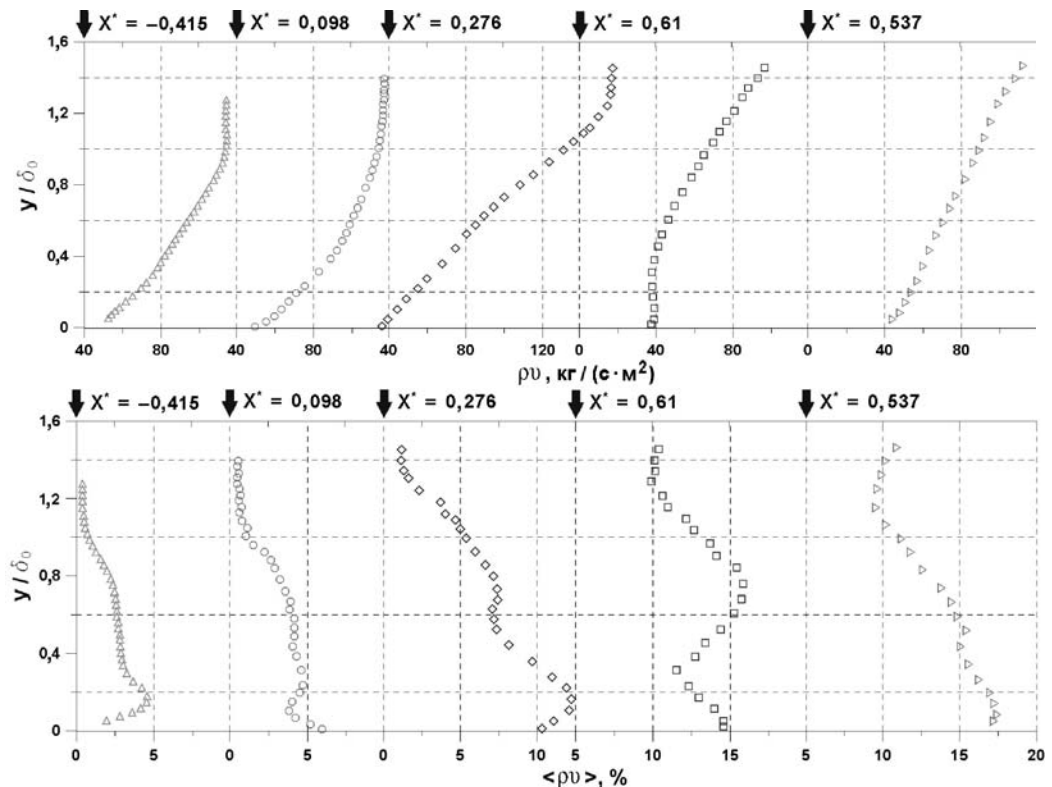


Рис. 11. Вертикальные профили массового расхода и среднеквадратичных пульсации массового расхода для конфигураций № 3

Полученная в эксперименте трехмерная структура взаимодействия, объясняется формированием отрывной зоны на боковых стенках рабочей части аэродинамической трубы. Отрывная зона образуется при взаимодействии ударной волны от клина и пограничного слоя на стенке. При этом формируется новая косая ударная волна, распространяющаяся от стенки и взаимодействующая с ударной волной, генерируемой клином. Данное взаимодействие приводит к образованию очень большой отрывной зоны в углу стенка – модель, что и обнаруживается на распределении массового расхода при приближении к стенке. Вблизи боковых стенок поток отклоняется к плоскости симметрии, уменьшая тем самым изучаемую квазидвумерную отрывную область, сформированную ударной волной

клина и пограничным слоем модели. Данный эффект можно заметить на картинах сажемасляной визуализации, приведенных на рис. 6. Поскольку толщина пограничного слоя на стенках рабочей части растет с уменьшением Re_1 , трехмерные эффекты при $Re_1 = 10,5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ проявляются более заметно, чем на рис. 6. Таким образом, можно заключить, что интенсивность падающей ударной волны и характеристики набегающего пограничного слоя не являются единственными параметрами, определяющими течение в подобных конфигурациях. Весьма вероятно, что возмущения давления, вызванные отрывами на боковых стенках, распространяются по дозвуковой части течения, оказывая влияние на протяженность и характеристики квазидвумерного отрыва.

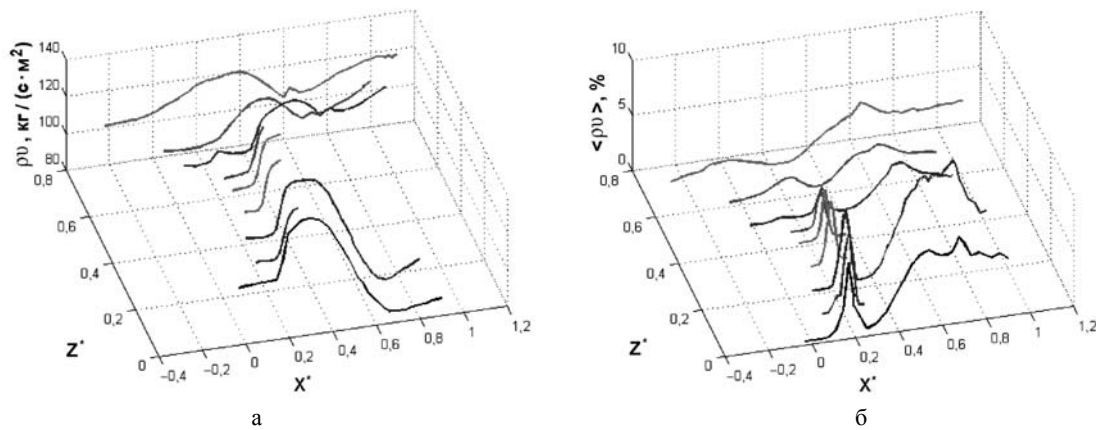


Рис. 12. Горизонтальные профили: а – массового расхода; и б – среднеквадратичных пульсации массового расхода для конфигураций № 2 в различных сечениях по координате z^* при $y^* = 1,463$

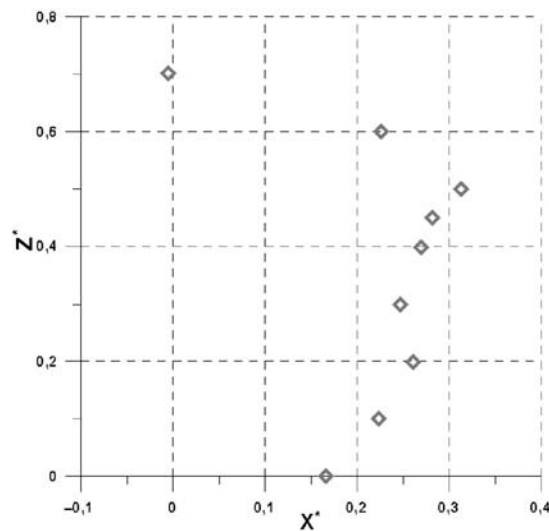


Рис. 13. Положение отраженной ударной волны в сечении $y^* = 1,463$ для конфигураций № 2

Выводы

Выполнено экспериментальное исследование отрывного течения при взаимодействии падающей ударной волны с турбулентным пограничным слоем для $M_\infty = 2$. Получены экспериментальные данные о распределении массового расхода, среднеквадратичных пульсаций массового расхода и давления в окрестности зоны взаимодействия при различных параметрах набегающего пограничного слоя.

Показано хорошее совпадение данных для разных толщин набегающего пограничного слоя при выбранной нормировке. Исследована детальная структура отрывной зоны. Показано, что осциллирующая отраженная ударная волна приводит к формированию вихревого слоя, развивающегося над отрывной зоной. Показано влияние трехмерности течения, вызванное пограничным слоем на стенках аэродинамической трубы.

Все данные получены при небольшом числе Рейнольдса Re_θ , что позволяет использовать их для верификации методов прямого численного моделирования или моделирования больших вихрей при существующих на настоящий момент вычислительных мощностях.

Список литературы

1. *Greene J. E.* Interaction Between Shock Waves and Turbulent Boundary Layers // Pro-

gress in Aerospace Sciences. Pergamon Press. 1970. Vol. 11. P. 235–340.

2. *Andreopoulos Y., Agui J. H.* Brassulis Shock Wave-Turbulence Interaction // Annual Review of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 32. P. 309–345.

3. *Dolling D. D.* 50 Years of Shock Wave / Boundary Layer Interaction – What next? // AIAA Pap. 2000–2596.

4. *Dolling D. S., Murphy M. T.* Unsteadiness of the Separation Shock Wave structure in a supersonic compression ramp flowfield // AIAA J. 1983. Vol. 21. № 12. P. 1628–1634.

5. *Dupont P., Haddad C., Debive J. F.* Space and Time Organization in a Shock Induced Separated Boundary Layer // J. of Fluid Mechanics. 2006. Vol. 559. P. 255–277.

6. *Федорова Н. Н., Федорченко И. А.* Расчет взаимодействия падающего косога скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине // Прикладная механика и техническая физика. 2004. № 3. С. 61–71.

7. *Smits A. J., Hayakawa K., Muck K. C.* Constant Temperature Hot-Wire Anemometer Practice in Supersonic Flows // Experiments in Fluids. 1983. Vol. 1. № 2. P. 83–92.

8. *Delieve J. F., Dupont P., Dussauge J. P.* Compressibility and Structure of Turbulence in Supersonic Shear Flows // Eur. J. Mech. B-Fluids. 2000. Vol. 19. № 5. P. 597–614.

Материал поступил в редколлегию 12.10.2007

P. A. Polivanov, A. A. Sidorenko, A. A. Maslov

Experimental Study of Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction

Experimental study of separated flow in a zone of oblique shock wave / turbulent boundary layer interaction was carried out for Mach number 2 and Reynolds number $Re_\theta = 2,7 \div 3,5 \times 10^3$. Streamwise pressure distribution on the model surface was obtained, Schlieren and oil-flow visualizations were performed. The paper gives detailed data of hot-wire anemometry measurements in upstream boundary layer, interaction and recovery regions. Unsteady nature of separated zone and reflected shock wave was discovered. The effect of side walls on quasi 2D structure of separated flow is described.

Keywords: separated flow, shock wave, turbulence, boundary layer.