

УДК 533.6011.5:536.42

Измерение параметров ударной волны слабой интенсивности в условиях неравномерного потока*

Т.А. Киселева, В.А. Кисловский

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

E-mail: bobarykina@ngs.ru

В рамках экспериментальных исследований, проводимых с целью снижения путем активного воздействия интенсивности звукового удара, создаваемого летательным аппаратом, рассматривается проблема измерения параметров ударной волны в условиях неравномерного потока. Приводится сравнение профилей давления за ударной волной, полученных с помощью дренированной измерительной пластины и гребенки зондов давления торможения. Показано, что использование методики с применением зондов давления торможения обеспечивает приемлемую достоверность измерений распределений давления в ближней зоне модели. Использование контрольной пластины приводит к существенным погрешностям при проведении измерений в условиях неравномерного потока. Проведен анализ причин искажения измеряемого сигнала.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, профили давления, методы измерений.

Введение

Создание сверхзвукового пассажирского самолета связано с экологическими ограничениями, определяющими право на эксплуатацию летательного аппарата (ЛА). В частности, эти ограничения заключаются в обеспечении приемлемого уровня звукового удара (ЗУ), создаваемого самолетом при полете на сверхзвуковых скоростях. При полете со сверхзвуковой скоростью вблизи ЛА возникают ударные волны (УВ), волны разрежения и сжатия, создаваемые отдельными элементами конструкции летательного аппарата [1].

В рамках исследований [2], проведенных с целью снижения аэродинамического сопротивления и интенсивности звукового удара с помощью теплового следа от оптического пульсирующего разряда, в настоящей работе изучается проблема измерения параметров ударной волны в условиях неравномерного потока. В экспериментальных исследованиях ЗУ измерялись профили возмущенного давления, генерируемые испытываемой моделью [3]. С целью определения силового воздействия возмущенного течения на окружающую среду, необходимо проводить измерения распределений по пространству избыточного (относительно невозмущенного потока) статического давления за головной УВ. Интенсивность головной УВ и возмущенного за ней давления существенно уменьшаются

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-08-00526, 2016).

при удалении от модели [1, 3]. Относительная погрешность измерения интенсивности УВ зависит от уровня интенсивности возмущенного давления [3–5], следствием этого является существенное увеличение погрешности при уменьшении уровня измеряемого сигнала.

К основным методам измерения давления в аэродинамических экспериментах относятся бесконтактные оптические методы (люминесцентные преобразователи давления [6]) и зондовые методы измерения [4, 5]. В последнем случае наиболее распространенными являются методы измерения возмущенного давления, когда параметры возмущенного потока определяются дискретно в каждой точке с использованием приемников давления различных типов [4]. Для этой цели применяются зонды статического давления с одним отверстием на поверхности или приемники давления торможения (трубка Пито). Для получения полного профиля давления за УВ в одном измерении используется или дренированная измерительная пластина [3], или наборы осесимметричных зондов статического давления и давления торможения (измерительные «гребенки») [4, 7].

В настоящей работе проводится сравнение методов измерения профилей давления за ударной волной с использованием дренированной измерительной пластины и гребенки зондов давления торможения.

Описание эксперимента

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической установке МАУ-М [8] (диаметр среза сопла $d_c = 50$ мм). Число Маха потока на срезе сопла составляло $M = 1,36$, единичное число Рейнольдса $Re_1 = (3,8 \div 6,3) \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 1. Эксперименты проводились в открытой рабочей части установки. Поток представлял собой сверхзвуковую струю воздуха, истекающую в затопленное пространство. Измерения проводились на начальном участке струи при полном давлении в форкамере, составляющем 0,3 и 0,5 МПа. Модель в виде полусферы на цилиндре (диаметр модели — 5 мм, длина — 25 мм) была установлена на державке. Носик модели располагался на расстоянии 18,5 мм от среза сопла и на 12 мм выше оси потока.

Измерения возмущенного давления проводились с помощью гребенки зондов давления торможения (рис. 1а) и дренированной измерительной пластины (рис. 1б). Гребенка зондов давления торможения представляет собой 7 зондов Пито диаметром $d_3 \sim 0,5$ мм, расположенных в вертикальной плоскости. Расстояние между осевыми

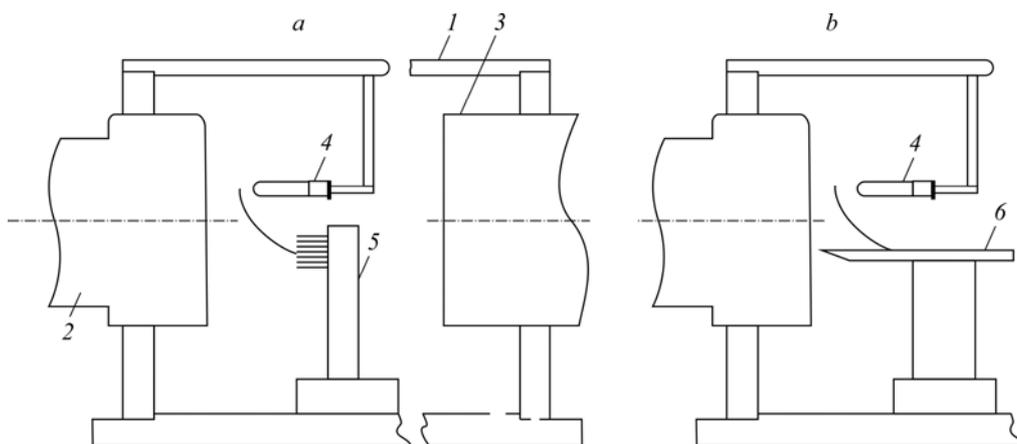


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — рабочая часть, 2 — сопло, 3 — диффузор, 4 — модель,
5 — гребенка зондов давления торможения, 6 — дренированная пластина.

линиями соседних приемников составляло 1,5 мм. Длина мерной базы равнялась 9 мм. Измерения проводились в вертикальном направлении. Центр измерительной гребенки располагался на 11 мм ниже оси потока. Дренированная пластина устанавливалась в потоке под нулевым углом атаки на срезе сопла. Первая измерительная точка находилась на расстоянии 25 мм от передней кромки пластины. Расстояние от модели до пластины по высоте составляло 26 мм. Измерительная база пластины включала 29 дренажных отверстий диаметром 0,3 мм с шагом 2,5 мм и позволяла зарегистрировать профиль давления на длине до 70 мм.

Возмущенное давление передавалось по пневмотрассам диаметром $d \sim 1$ мм к тензометрическим датчикам абсолютного давления TDM9-A с номиналами 0,1, 0,6 и 1,0 МПа. Максимальное отклонение показаний датчиков от уравнения аппроксимации тарировочной кривой не превышало 60 Па. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью многоканальной быстродействующей аппаратуры с временным разрешением 0,1 мс. Амплитудно-частотные характеристики измеряемого сигнала определялись параметрами пневмотрассы «зонд-датчик», что значительно «обрезало» верхний диапазон воспринимаемых частот. В результате регистрировалось усредненное по времени и поперечному сечению зонда давление. Визуализация процесса осуществлялась шлирен-методом. Система оптической диагностики включала источник зондирующего излучения (импульсный лазер с длиной волны 655 нм), телескопы TAL-100R и CCD-камеру Videocan-285P.

Численное моделирование

Для верификации экспериментальных данных проводилось численное моделирование истечения сверхзвуковой недорасширенной струи воздуха из сопла в затопленное пространство. Численный расчет параметров потока выполнялся с помощью коммерческого пакета программ ANSYS FLUENT. Задача решалась в стационарной осесимметричной постановке в рамках осредненных уравнений Навье–Стокса. Использовалась вязкостная модель Сазерленда, SST $k-\omega$ модель турбулентности с учетом сжимаемости. Была выбрана явная разностная схема второго порядка точности. Размер и геометрия расчетной области отражали реальные размеры аэродинамической установки. Сетка (300000 ячеек) была адаптирована к структуре течения со сгущением к оси. На входной границе расчетной области задавалось статическое давление $P = 0,15$ МПа, число Маха $M = 1,36$. На выходных границах области задавались параметры газа, соответствующие нормальным условиям. Выходные границы были удалены от среза сопла так, чтобы возникающая структура сверхзвуковой недорасширенной струи имела место для развития и позволяла корректно моделировать параметры потока в пределах первой «бочки» струи.

Параметры потока газа

Сверхзвуковая свободная недорасширенная струя при истечении из осесимметричного сопла в затопленное пространство имеет сложную ячеистую структуру [9]. Отношение величины статического давления струи на срезе сопла (P_∞) к давлению окружающей среды (P_n) определяет степень нерасчетности $n = P_\infty/P_n$ течения. При $n = 1$ реализуется изобарическое течение. В режиме недорасширения ($n > 1$) возникают волны разряжения и УВ, что приводит к существенной неравномерности потока в продольном и радиальном направлениях. Увеличение n приводит к росту градиентов параметров течения и протяженности начального участка (первой «бочки») струи.

На рис. 2а приведены распределения статического давления (верхняя часть рисунка) и чисел Маха (нижняя часть рисунка) во всей расчетной области течения при $n = 1,56$. Здесь наблюдается изменение давления в диапазоне $0,02 \div 0,156$ МПа и чисел Маха в диапазоне $1,36 \div 2,5$. На рис. 2б приведено сравнение шлирен-фотографии потока, полученной в эксперименте при $n = 1,56$, с расчетными данными распределения плотности. Наблюдается хорошее совпадение основных элементов течения.

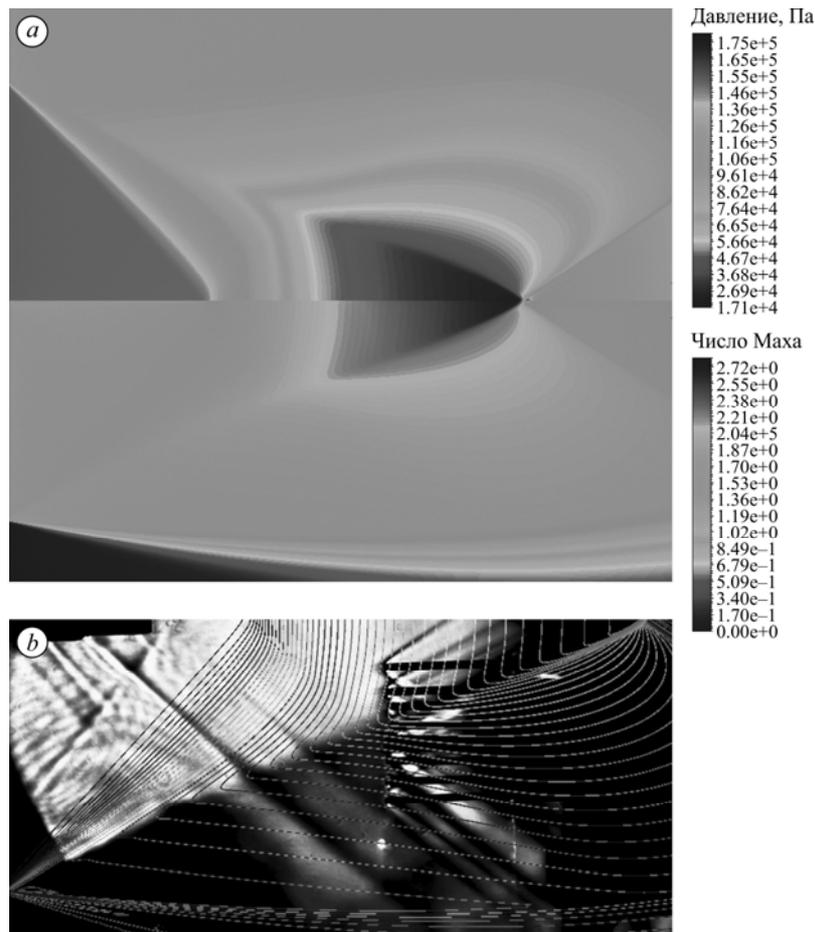


Рис. 2. Распределения параметров потока.

a — статическое давление (вверху) и числа Маха (внизу), полученные численным методом,
b — шлирен-фотография течения с установленной в поток измерительной гребенкой
 в сравнении с расчетными данными распределения плотности.

Методика измерения и обработки экспериментальных данных

Существующая неравномерность потока в рабочей части аэродинамической трубы в горизонтальном и радиальном направлениях приводит к формированию «фонового» распределения давления в точках измерения и, вследствие этого, к различным газодинамическим условиям в этих точках.

Полезный сигнал, которым является распределение на контрольной поверхности относительного избыточного статического давления ($\overline{\Delta P}$) за УВ, можно определить как разницу между регистрируемым в эксперименте с моделью сигналом (\overline{P}) и величиной фонового сигнала (\overline{P}_ϕ), полученной в отсутствии модели [3]. Обработка проводилась для каждой *i*-ой измерительной точки. Нормировка осуществлялась на величину фонового давления в данной *i*-ой измерительной точке $P_{(\phi)i}$. Поскольку фоновое распределение давления P_ϕ и суммарное P измеряются в различных пусках установки, для устранения влияния, вносимого изменением полного давления в форкамере аэродинамической установки в различных пусках, вводился коэффициент $P_{0(\phi)}/P_0$:

$$\overline{\Delta P_i} = \left(\frac{P_i - P_{(\Phi)i}}{P_0 - P_{0(\Phi)}} \right) \cdot \frac{P_{0(\Phi)}}{P_{(\Phi)i}} = \frac{P_i}{P_{(\Phi)i}} \cdot \frac{P_{0(\Phi)}}{P_0} - 1. \quad (1)$$

Применение этого выражения допустимо при существовании стабильной системы возмущений в рабочей части аэродинамической трубы.

Измерительная дренированная пластина

Способ измерения давления с помощью дренированной пластины позволяет измерять полный профиль статического давления за отраженной УВ в одном пуске установки. Однако он обладает рядом недостатков, которые приводят к возникновению погрешностей и ограничивают его применимость. Основными причинами этого являются:

- существование фонового распределения давления на пластине, формируемого неравномерностью потока в рабочей части аэродинамической трубы;
- взаимодействие падающей УВ с ламинарным или развитым турбулентным пограничным слоем на пластине;
- скос потока в рабочей области.

Распределение фонового давления по измерительной дренированной пластине, нормированное на величину полного давления в форкамере, при давлении в форкамере $P_0 \approx 0,46$ МПа ($n \approx 1,56$) приведено на рис. 3а. Начало координат ($x = 0$ мм) соответствует первой измерительной точке. В результате расширения потока уровень давления на длине 40 мм уменьшается в 3 раза. Такое изменение давления является существенным по сравнению с величиной полезного сигнала (интенсивностью исследуемой УВ). При этом оно носит монотонный характер и не содержит скачков уплотнения, что позволяет проводить измерения на рассматриваемом участке. Однако вследствие того, что при пуске установки наблюдалось отклонение давления в форкамере в диапазоне $P_0 = 0,158 \pm 0,002$ МПа, в различных пусках происходило изменение распределения фонового давления. На рис. 3б показана величина стандартного отклонения распределений фонового давления, нормированного на величину P_0 , полученная в различных пусках установки. Эта величина не превышает 5 % от уровня давления на измерительном участке $x = 0-40$ мм. Большие отклонения проявляются на участке $x = 40-70$ мм и вызваны несовпадением положения скачка уплотнения, замыкающего начальный участок недорасширенной сверхзвуковой струи.

На рис. 4 показана интенсивность УВ, полученная с применением выражения (1). Видно, что по результатам измерений на пластине интенсивность УВ $\overline{\Delta P} = 0,12$, что значительно меньше предсказываемой величины для равномерного потока. В замыкающей

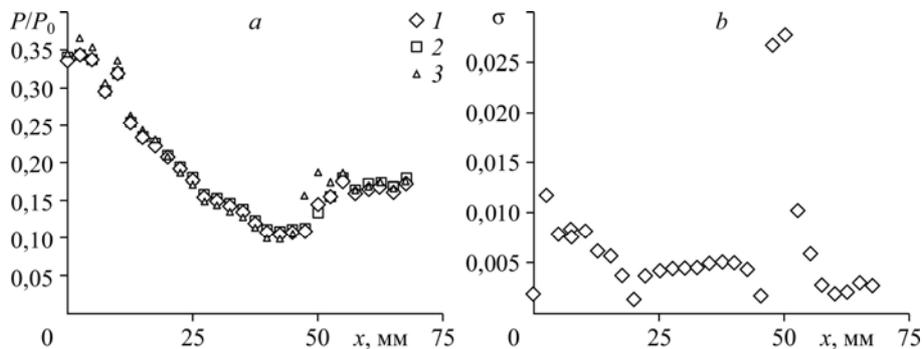


Рис. 3. Распределение фонового давления по измерительной дренированной пластине при $n = 1,56$ (а) и величина стандартного отклонения данных (б), полученных в различных пусках установки.

1, 2, 3 — соответствуют номерам пусков.

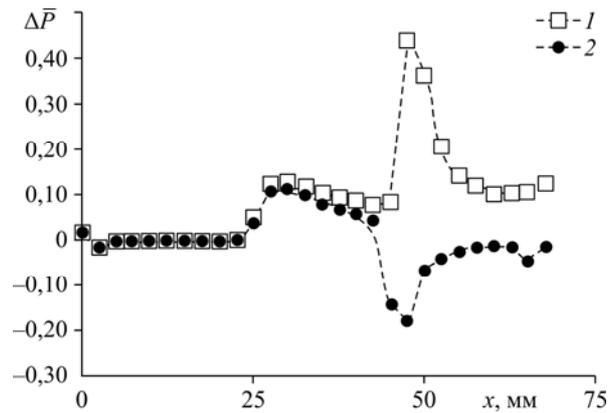


Рис. 4. Распределения относительного избыточного статического давления за отраженной УВ, измеренные в различных пусках. 1, 2 — соответствуют номерам пусков.

части профиля прослеживается влияние разброса данных давления в точках на участке $x = 45-70$ мм (рис. 3). Помимо возможных несовпадений измеренных в разных пусках фонового и суммарного давлений, искажение сигнала при измерении происходит по следующим причинам. Во-первых, изменение давления и числа Маха потока, в котором распространяется УВ, а также взаимодействие с возмущениями, генерируемыми измерительной пластиной, приводят к изменению угла наклона УВ и ее интенсивности. Во-вторых, несмотря на то, что величина отклонения давления в различных пусках мала по сравнению с регистрируемым сигналом, в результате обработки по отношению (1) величина интенсивности УВ становится сравнимой с величиной стандартного отклонения распределений фонового давления.

Снижение давления в форкамере до $P_0 = 0,3$ МПа позволило реализовать режим течения в потоке, близкий к изобарическому ($n \approx 1$). Распределение статического давления, нормированного на величину P_0 , измеренное с помощью измерительной дренированной пластины при $n \approx 1$, приведено на рис. 5. Изменение фонового давления происходит в диапазоне 0,33–0,44 МПа. Наблюдается уменьшение геометрического размера начального участка струи вдоль ее оси. В связи с этим измерения производятся не в пределах начального участка струи, а на основном участке (в пределах нескольких «бочек»), фоновое распределение давления становится немонотонным. В потоке возникает множество скачков малой интенсивности. Следует отметить, что числа Маха в потоке остаются близкими к числу Маха на срезе сопла ($M = 1,36$), слабые ударные волны распространяются под большим углом. Скачки уплотнения, присутствующие в потоке отражаются от модели и фиксируются в суммарном сигнале. Результирующий профиль относительного статического давления за отраженной УВ, полученный после вычитания фонового сигнала, показан на рис. 6. Этот профиль давления нуждается в существенной коррекции и не может быть использован для дальнейшего исследования УВ.

Таким образом, способ измерения профилей давления с помощью дренированной пластины, обеспечивая высокую производительность эксперимента, обладает рядом

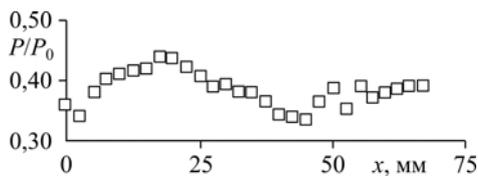
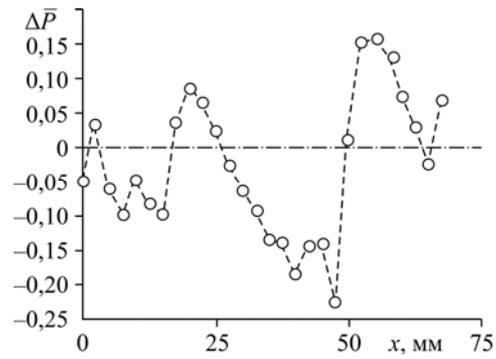


Рис. 5. Распределение фонового давления по измерительной дренированной пластине при $n \approx 1$.

Рис. 6. Распределение относительного избыточного статического давления за отраженной УВ при $n \approx 1$.



недостатков, которые ограничивают его применимость, особенно в неравномерных потоках. Наличие фонового распределения давления на изолированной пластине приводит к различным условиям измерений в каждой точке регистрируемого профиля давления. В случае, когда поток является недорасширенной сверхзвуковой струей, даже при малом отклонении значений параметров, задаваемых в форкамере аэродинамической трубы, возникает искажение измеренного распределения давления в результате изменения длины начального участка струи и положения его замыкающего скачка. Измерение интенсивности УВ возможно только при существовании стабильной системы возмущений в рабочей части аэродинамической трубы, воспроизводящейся в различных пусках. Взаимодействие возмущенного течения, генерируемого моделью, с фоновым распределением давления на измерительной пластине приводит к значительным погрешностям измерения при возникновении системы скачков в рабочей части этой трубы. Данный способ не позволяет контролировать влияние на полезный сигнал вторичных возмущений, которые при отсутствии модели не фиксируются в фоновом распределении давления.

Зонд полного давления за прямым скачком уплотнения

Измерения с помощью зонда полного давления за прямым скачком уплотнения практически свободны от влияния вязких эффектов. Интерференционные эффекты взаимодействия ударной волны с зондом проявляются лишь в области приемного отверстия зонда и достаточно хорошо изучены [5]. К тому же зонд менее чувствителен к скосу потока. В работе [5] было показано, что вследствие взаимодействия исследуемой УВ с отошедшей от приемника УВ проявляется эффект вытеснения, влияющий на точность определения положения ударной волны. Этот эффект зависит от отношения диаметров приемного отверстия (d_0) и зонда (d_3). При умеренных сверхзвуковых скоростях наименьший вытесняющий эффект наблюдается для зонда при отношении диаметров $d_0/d_3 = 0,6$. При $d_0/d_3 > 0,67$ головной скачок на зонде может быть нестационарным [5]. В настоящей работе использовались зонды $d_0/d_3 \approx 0,5$.

Для исследования проблемы ЗУ необходим алгоритм пересчета полного давления за прямым скачком уплотнения в статическое давление. Статическое давление и число Маха набегающего потока в заданной точке потока ввиду малых интенсивностей исследуемых УВ можно определить с использованием известных соотношений газодинамических параметров в предположении изоэнтропичности течения:

$$P'_0/P_0 = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\gamma+1/\gamma-1} \cdot \frac{M^{2\gamma/\gamma-1}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \left(\gamma \cdot M^2 - \frac{\gamma-1}{2}\right)^{1/\gamma-1}}, \quad (2)$$

$$P/P_0 = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2\right)^{-\gamma/\gamma-1}. \quad (3)$$

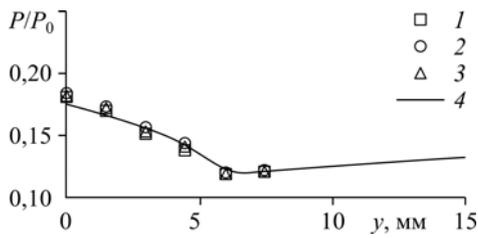


Рис. 7. Распределение фонового давления.

1-3 — экспериментальные данные, полученные в разных пусках с помощью гребенки, 4 — значения, полученные численным методом.

Решение уравнения (2) для известных из эксперимента величин P'_0 и P определяет величину числа Маха в заданной точке потока. Статическое давление потока определяется из соотношения (3) при вычисленном числе Маха и измеренном полном давлении P_0 . Усреднение по времени существования рабочего режима установки проводится после вычисления массивов соответствующих величин.

Распределения фонового статического давления, рассчитанного по описанной выше методике по измеренным в эксперименте с помощью гребенки зондов давления торможения данным, в сравнении с распределением давления, полученным численным методом, представлено на рис. 7. Начало координат ($y = 0$ мм) соответствует первой измерительной точке (1 на рис. 8а). Величина стандартного отклонения измеренных в разных пусках давлений не превышает 1,5 %. Максимальное отклонение значений, полученных численным методом, от измеренных экспериментально, не превышает 4 %.

Шлирен-фоторафия течения и распределение статического давления за УВ, полученное после вычитания фонового сигнала, показаны на рис. 8. В результате распространения УВ в неравномерном потоке, а также из-за влияния нестационарности потока на положение исследуемой УВ передний фронт волны в результате осреднения по времени измеряемых сигналов имеет протяженность порядка 3 мм. Дискретное измерение профилей давления зондами, расположенными с определенным шагом (1-7 на рис. 8а), также вносит ошибку в определение положения УВ. Перепад давления на УВ $\overline{\Delta P} = 0,15$, что соответствует ожидаемой величине в данных условиях эксперимента.

Таким образом, измерения параметров УВ малой интенсивности в условиях неравномерного потока с помощью гребенки зондов давления торможения дают большую точность, чем измерения с применением дренированной пластины. Причиной этому является то, что использование зондов полного давления позволяет уменьшить систематические погрешности измерения, вызванные проявлением вязких эффектов, наличием неравномерности потока и его скосов. Используемый при измерениях гребенкой зондов давления торможения алгоритм определения параметров потока, основанный на предположении равенства полных давлений в потоке перед исследуемой ударной волной и за ней, показал работоспособность при низких числах Маха и малой интенсивности исследуемой ударной волны.

Шлирен-фоторафия течения (а) и интенсивность УВ (b), измеренная с помощью гребенки зондов давления торможения.

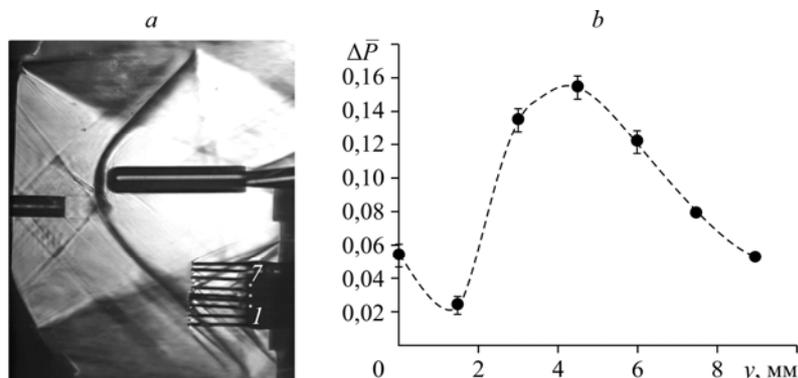


Рис. 8. Шлирен-фоторафия течения (а) и интенсивность УВ (b), измеренная с помощью гребенки зондов давления торможения.

Выводы

Проведено сравнение методик измерения возмущенного давления, создаваемого моделью, с помощью дренированной измерительной пластины и гребенки зондов давления торможения в неравномерном потоке. Показано, что применение дренированной измерительной пластины для определения параметров возмущенного потока на удаленностях, где интенсивность возмущений составляет единицы процента статического давления в набегающем потоке, обеспечивает высокую производительность эксперимента, но приводит к существенным погрешностям. Также показано, что основными причинами искажения измеряемого сигнала являются изменения давления и числа Маха в потоке, наличие фонового распределения давления с присутствием скачков уплотнения, сравнимых с величиной измеряемого сигнала, нестационарность и неустойчивость системы возмущений в рабочей части аэродинамической трубы в различных пусках.

Показано, что применение зондов давления торможения повышает точность измерения распределений давления в ближней зоне модели относительно измерений с использованием контрольной пластины в условиях неравномерного потока, однако фиксированное расстояние между дренажными отверстиями при малых уровнях сигналов затрудняет локализацию по координате ударных волн и промежуточных скачков давления при проведении измерений.

Список литературы

1. Чернышев С.Л. Звуковой удар. М.: Наука, 2011. 351 с.
2. Киселева Т.А., Голышев А.А., Яковлев В.И., Оришнич А.М. Влияние теплового следа от оптического пульсирующего разряда на силу аэродинамического сопротивления // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 2. С. 269–276.
3. Фомин В.М., Чиркашенко В.Ф., Волков В.Ф., Харитонов А.М. Снижение уровня звукового удара при полете сверхзвуковых самолетов методом охлаждения обтекаемой поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 685–694.
4. Чиркашенко В.Ф. Способ измерения параметров сверхзвукового неизэнтропического потока // Измерительная техника. 2013. № 2. С. 26–32.
5. Петунин А.Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М: Машиностроение, 1996. 380 с.
6. Crafton J., Forlines A., Palluconi S. et al. Investigation of transverse jet injections in a supersonic crossflow using fast-responding pressure-sensitive paint // Exp. Fluids. 2015. Vol. 56, art. 27. 15 p.
7. Бобарькина Т.А., Малов А.Н., Оришнич А.М., Чиркашенко В.Ф., Яковлев В.И. Оптический разряд с поглощением импульсно-периодического излучения CO₂-лазера в сверхзвуковом потоке воздуха: волновая структура и условие квазистационарности // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 9. С. 836–840.
8. Звезницев В.И. Импульсная аэродинамическая труба с числом Маха потока от 2 до 7. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982. 82 с.
9. Косарев В.Ф., Клинков С.В., Зайковский В.Н. Газодинамика сверхзвуковой радиальной струи. Ч. II // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 3. С. 321–329.

*Статья поступила в редакцию 13 марта 2018 г.,
после доработки — 11 апреля 2018 г.*