

Подставив в (2) выражения (3) и используя приведенные выше значения, получим основную абсолютную погрешность обводненности около 1 %. Для начальных вариантов ТРИУ она составляла менее 1,5 %. Снизить погрешность удалось благодаря увеличению высоты мерной части (с 1 до 1,3 м) и применению более точных датчиков перепада гидростатического давления.

При регулировании и управлении рабочим процессом нефтяной скважины, оборудованной погружной установкой электрического центробежного насоса с частотно-регулируемым приводом, предполагается применение ТРИУ, с помощью которой осуществляется организация достоверного поскважинного учета и контроля добычи — измерения количества добытой нефти и нефтяного газа, а также обводненности. Это позволяет и управлять параметрами, измеряемыми в устье, и при этом не использовать дорогостоящий блок погружной телеметрии [9].

Л и т е р а т у р а

1. Газаров А. Г., Шаякберов В. Ф., Мугатабарова А. А. К вопросу измерения количества нефти и нефтяного газа, добываемых из недр // Территория «Нефтегаз». 2009. № 10. С. 14—17.
2. Шаякберов В. Ф., Исмагилов Р. Р., Латыпов И. А. Новые технологии модернизации обустройства старых нефтяных месторождений // Научно-технический вестник ОАО «НК «Роснефть». 2010. № 1. С. 8—11.

3. Соколов С. М., Горбатилов В. А. Обустройство нефтяных месторождений Западной Сибири: от принципов обустройства до проблем модернизации // Нефтяное хозяйство. 2010. № 5. С. 22—24.

4. Абрамов Г. С. С чего начинается скважина // КИПинфо. 2012. № 1. С. 8—12.

5. Пат. 2342528 РФ. Устройство для измерения количества нефти и нефтяного газа / В. Ф. Шаякберов // Изобретения. Полезные модели. 2008. № 36.

6. Шаякберов В. Ф. Установки для измерений количества нефти и нефтяного газа для скважин и их кустов // Измерительная техника. 2011. № 11. С. 36—40; Shayakberov V. F. Test units for measurements of the quantity of petroleum and petroleum gas for wells and well clusters // Measurement Technique. 2012. V. 54. N 11. P. 1249—1255.

7. ГОСТ Р 8.615—2005. ГСИ. Измерения количества извлекаемой из недр нефти и нефтяного газа. Общие метрологические и технические требования.

8. Изменение № 1 ГОСТ Р 8.615—2005. ГСИ. Измерения количества извлекаемой из недр нефти и нефтяного газа. Общие метрологические и технические требования // Информационный указатель стандартов. 2008. № 11.

9. Пат. 2421605 РФ. Способ эксплуатации скважины, оборудованной установкой электроцентробежного насоса с частотно-регулируемым приводом / А. Р. Латыпов и др. // Изобретения. Полезные модели. 2011. № 17.

Дата принятия 13.03.2012 г.

533.6.01.15+533.6.07.13

Метод измерения параметров сверхзвукового неизэнтропического потока

В. Ф. ЧИРКАШЕНКО

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: vladimirchirkashenko@mail.ru

Рассмотрен метод измерения параметров сверхзвукового потока при наличии в нем ударных волн произвольной интенсивности. Получено аналитическое соотношение, позволяющее по измеренному давлению за ударной волной с помощью приемника Пито при известных параметрах потока перед ударной волной определить все параметры возмущенного потока. Предложены способы устранения возникающей неоднозначности определения интенсивности ударной волны.

Ключевые слова: сверхзвуковой газовый поток, ударная волна, потери полного давления, приемник Пито, комбинированный зонд.

The method of measurement of parameters of supersonic flow with shock waves of arbitrary intensity is considered. The analytical relationship of the gas-dynamic flow parameters permitting to determine all parameters of disturbed flow by the pressure behind the shock wave measured by means of Pitot receiver at known flow parameters before the shock wave is obtained. The methods of elimination of emergent ambiguity of the shock wave intensity determination are suggested.

Key words: supersonic gas flow, shock wave, total pressure loss, Pitot receiver, combined probe.

Применение пневмометрических методов измерения параметров сверхзвукового потока с использованием приемников статического и полного давления за прямым скачком уплотнения (приемник Пито) обосновано в слабо неравномерных потоках, допускающих наличие слабых ударных волн [1—3]. Основные параметры потока при этом оп-

ределяются известными соотношениями газодинамических параметров в точке потока в предположении изэнтропичности течения, т. е. сохранения полного давления в исследуемой области течения. Например, число Маха M выражается из соотношений

$$p / p_0 = [1 + (\gamma + 1)M^2 / 2]^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = f(M); \quad (1)$$

$$\frac{p_0'}{p_0} = \frac{(\gamma + 1/2)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} M^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}}{[1 + (\gamma - 1)M^2 / 2]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} (\gamma M^2 - (\gamma - 1) / 2)^{\frac{1}{\gamma - 1}}} = f_1(M), \quad (2)$$

где p , p_0 , p_0' , γ — статическое и полное давление, давление за прямым скачком уплотнения и показатель адиабаты; по соответствующим выражениям находят плотность потока, статическую температуру, скорости звука и потока.

Применение условия изэнтропичности течения при проведении измерений в потоках с ударными волнами большой интенсивности приводит к существенным погрешностям определения параметров потока, возрастающим с увеличением их интенсивности и уменьшением числа Маха потока. Расчеты показывают, что допустимая погрешность определения интенсивности 1 %, обусловленная только неучетом потерь полного давления, обеспечивается при числе Маха 1,5 для ударных волн интенсивностью $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} \leq 0,1$, а

при $M = 4$ для $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} = 0,5$, где $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} = (p_1 - p) / p$; p , p_1 — абсолютные статические давления перед и непосредственно за ударной волной. При проведении аэрофизических исследований, относящихся к решению задач, связанных как с внешним обтеканием, так и с течениями в каналах, интенсивности ударных волн существенно превышают приведенные значения, что указывает на необходимость учета потерь полного давления.

Достоверность измерений статического давления в условиях большой неравномерности потока при помощи осесимметричного зонда статического давления или зонда в виде пластины с одним приемным отверстием существенно уменьшается в результате взаимодействия измерительного зонда с ударной волной [4].

На рис. 1 представлены профили относительного избыточного статического давления $\Delta \bar{p}(\bar{x}) = [p_i(\bar{x}) - p] / p$, измеренные вблизи модели в виде конуса ($\beta_k = 20^\circ$) на цилиндре на удалении H поперек потока, равном десяти диаметрам d_m модели, т. е. $K = H / d_m = 10$, с использованием указанных приемников статического давления и приемника Пито. Здесь p , p_i — соответственно абсолютные давления в невозмущенном потоке (перед ударной волной) и возмущенном; $\bar{x} = x / d_m$ — безразмерная координата, соответствующая расстоянию в направлении набегающего потока, отнесенному к диаметру модели. Распределение давления, измеренного с помощью зонда-пластины за отраженной ударной волной, для общности сравнения представлено в виде распределения за падающей ударной волной, полученного пересчетом при коэффициенте отражения, равном 2.

Наличие ламинарного пограничного слоя на зонде-пластине приводит к размыванию фронта головной ударной волны, занижению измеряемой интенсивности ударной волны и некоторой деформации регистрируемого профиля давления. Применимость зонда-пластины ограничена интенсивностью исследуемой ударной волны, обеспечивающей отрыв пограничного слоя. Отрыв ламинарного пограничного слоя согласно известным данным, например [5], обуслов-

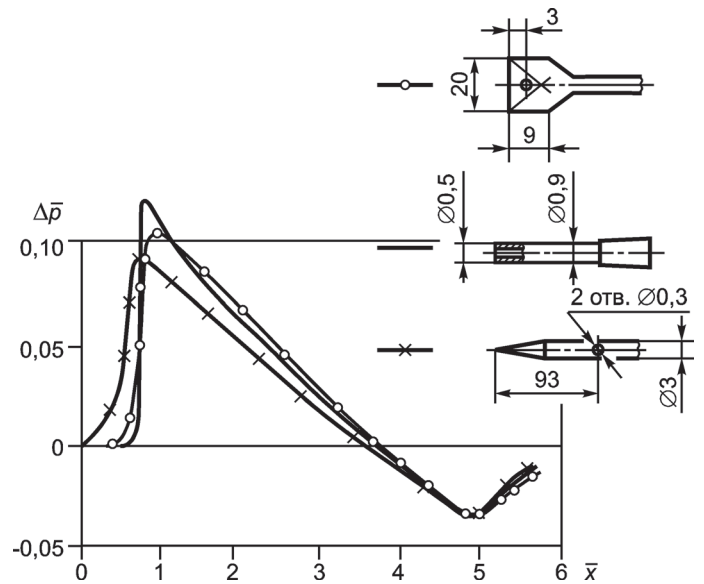


Рис. 1. Распределения относительного избыточного статического давления вблизи модели конуса ($\beta_k = 20^\circ$, $K = 10$), измеренного с использованием различных зондов при числе Маха $M = 2,03$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 25 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$

лен критическим перепадом давления, которое зависит от числа Маха потока и числа Рейнольдса, определенного по удалению приемного отверстия от передней кромки зонда-пластины. В условиях эксперимента (см. рис. 1) отрыв пограничного слоя возможен при интенсивности исследуемой ударной волны $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} = 0,15 \dots 0,2$. Турбулентный пограничный слой в случае $M < 1,3$ обеспечивает безотрывное обтекание даже при взаимодействии с прямым скачком давления. При увеличении числа Маха ($M > 1,3$) критический перепад давлений заметно увеличивается и при $M = 2$ соответствует $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} \geq 0,8$. В ситуации отрыва пограничного слоя на зонде-пластине регистрируемое распределение давления в области фронта ударной волны существенно искажается, что приводит к погрешности определения интенсивности ударной волны, достигающей 20 — 30 %. Заметим, что при малых сверхзвуковых скоростях ($M < 1,3$) и определенных параметрах (M , $\Delta \bar{p}_{\text{ск}}$) взаимодействие исследуемой волны с зондом-пластиной может привести к образованию нерегулярного (маховского) взаимодействия, что не позволит найти статическое давление за падающей ударной волной. Таким образом, применимость зонда-пластины для измерения параметров потока за ударными волнами существенно ограничена интенсивностью исследуемых ударных волн.

Наибольшие искажения (см. рис. 1) наблюдаются на профиле давления, измеренном осесимметричным зондом статического давления, выполненным в виде цилиндрического тела с конической носовой частью. На боковой поверхности зонда расположены два соосных приемных отверстия, ось которых перпендикулярна плоскости модели — зонд [1]. Эти искажения обусловлены сложным процессом взаимодействия исследуемой косою ударной волны с измерительным зондом. В результате ее дифракции на зонде в области фронта ударной волны на измеренном профиле давления образуется деформация, приводящая к занижению возмущенного давления. Протяженность области деформации зависит

от соотношения диаметров модели d_m и зонда d_3 и, как показали исследования [4] в диапазоне чисел Маха $M = 2 \dots 4$, коррелирует с параметром $\bar{l} = l/d_m = d_3/(d_m \tan \beta)$, что определяет протяженность (по потоку) зоны взаимодействия наклонной ударной волны с зондом. Здесь β — угол наклона косоугольной ударной волны. При уменьшении соотношения d_3/d_m протяженность зоны деформации на профиле давления уменьшается.

Скошенный поток за исследуемой наклонной ударной волной формирует поперечное обтекание зонда, вследствие чего в области расположения приемных отверстий зонда индуцируется дополнительное давление $\Delta p_{об}$. Используя решение задачи бесциркуляционного поперечного обтекания цилиндра идеальным газом $C_p = 1 - 4 \sin^2 \varphi$, где C_p — коэффициент давления; φ — азимутальный угол, и соотношения параметров потока на косом скачке давления [5], можно получить выражение для максимальной относительной погрешности измерения интенсивности ударной волны, вносимой поперечной составляющей скорости за исследуемой волной. При связи коэффициента давления с относительным избыточным статическим давлением $C_p = \Delta \bar{p}_{об} / (0,5 \gamma M^2)$, определяется давление, индуцируемое на поверхности цилиндра поперечной составляющей скорости за косоугольной ударной волной:

$$\Delta \bar{p}_{об} = (p_i - p) / p = 0,5 \gamma M_1^2 \sin^2 \varepsilon (1 - 4 \sin^2 \varphi).$$

Здесь ε , M_1 — угол скаса потока и число Маха за исследуемой ударной волной. При расположении осей приемных отверстий зонда перпендикулярно плоскости модели — зонд ($\varphi = 90^\circ$) выражение для относительной погрешности измерения интенсивности ударной волны, обусловленной поперечным обтеканием зонда, примет вид

$$\bar{\delta} \Delta \bar{p}_{об} = \frac{\Delta \bar{p}_{об}}{\Delta \bar{p}_{ск}} = -\frac{3}{2} \gamma \left[\frac{a + b(M^2 - 1)}{a(\Delta \bar{p}_{ск} + 1)} + \frac{4\gamma(M^2 - 1) - 2a\Delta \bar{p}_{ск}}{ab\Delta \bar{p}_{ск} + 2\gamma^2 + 2\gamma} \right] \times \left(1 + \frac{1}{\Delta \bar{p}_{ск}} \right) \left\{ 1 + \left(\frac{\gamma M^2}{\Delta \bar{p}_{ск}} - 1 \right)^2 \left[\frac{2\gamma + a\Delta \bar{p}_{ск}}{(M^2 - 1)2\gamma - a\Delta \bar{p}_{ск}} \right] \right\}^{-1},$$

где M — число Маха невозмущенного потока; $a = \gamma + 1$; $b = \gamma - 1$.

Погрешность, вносимая разрежением, индуцируемым в области приемных отверстий зонда, существенно зависит от интенсивности исследуемой ударной волны и числа Маха сверхзвукового потока. В диапазоне интенсивностей $\Delta \bar{p}_{ск} = 0,1 \dots 0,5$ при $M = 2$ погрешность $\bar{\delta} \Delta \bar{p}_{об}$ изменяется от 8 до 32 %; при $M = 6$ и $\Delta \bar{p}_{ск} = 0,5$ она составляет 48 %. Полученные оценки систематических погрешностей определены как максимально возможные, поскольку реальное обтекание зонда зависит от числа Рейнольдса потока, геометрии зонда и поперечной составляющей скорости потока за ударной волной, определяемой интенсивностью ударной волны и числом Маха набегающего потока. С учетом суммарного влияния рассмотренных факторов (дифракции, пограничного слоя, скаса потока) погрешность измерения интенсивности ударной волны (см. рис. 1) осесимметричным зондом статического давления составляет 24 %.

Наиболее достоверный результат получен при измерении зондом полного давления за прямым скачком уплотне-

ния, на который практически не влияет вязкость среды. Интерференционные эффекты взаимодействия ударной волны с зондом проявляются лишь в области его приемного отверстия и к настоящему времени достаточно хорошо изучены [6—8]. Согласно [6] вследствие взаимодействия исследуемой ударной волны с отраженной от приемника проявляется эффект вытеснения, влияющий на точность определения ее положения. Этот эффект зависит от отношения диаметров приемного отверстия d_o и зонда d_3 . При умеренных сверхзвуковых скоростях наименьший вытесняющий эффект имеет зонд с отношением диаметров $d_o/d_3 = 0,6$. Показано, что при $d_o/d_3 > 0,67$ головной скачок на зонде может быть нестационарным. Определены условия формирования низкоэнтропийной струи на входе в приемное отверстие зонда, приводящей к завышению давления, измеряемого приемником Пито [7, 8]. Используемый при этом алгоритм определения параметров потока в предположении равенства полных давлений в потоке перед ударной волной и за ней (1), (2) существенно ограничивает диапазон применимости данного приемника по числу Маха и интенсивности исследуемых ударных волн. В соответствии с полученными ниже соотношениями погрешность определения интенсивности, обусловленная только неучетом потерь полного давления, существенно увеличивается с ростом интенсивности при заданном числе Маха потока. При $M = 1,5$ погрешность определения максимальной интенсивности, обеспечивающей сверхзвуковое течение за ударной волной ($\Delta \bar{p}_{ск} = 1,6$), составляет 63 %, а при $M = 4$ и $\Delta \bar{p}_{ск} = 15,5$ — свыше 90 %. Уровни погрешностей указывают на необходимость учета потерь полного давления на ударных волнах.

Следует отметить, что попытки создания миниатюрного приемника полного давления для локальных измерений в неравномерных потоках в широком диапазоне чисел Маха [9] не дали желаемого результата. В связи с этим предлагаем для определения указанных потерь на ударных волнах произвольной интенсивности использовать зонд полного давления за прямым скачком уплотнения.

Определение параметров неизэнтропического потока.

Пусть параметры потока перед ударной волной известны (M, p_0, p), и следует определить параметры за ней (M_1, p_{01}, p_1). Для решения задачи используем уравнение (2) и соотноше-

ния параметров потока на косоугольной ударной волне: $M_1^2 = f_2(M, \beta)$ и $p_{01}/p_0 = f_3(M, \beta)$ [10]. Выражая нормальную составляющую числа Маха в последних двух уравнениях через интенсивность ударной волны согласно соотношению $M^2 \sin^2 \beta = \Delta \bar{p}_{ск} (\gamma + 1) / (2\gamma) + 1$, получаем систему трех уравнений с тремя неизвестными ($M_1, p_{01}, \Delta \bar{p}_{ск}$):

$$\frac{p_0}{p_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} M^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \times \left[\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\gamma M^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \right]^{-1} = f_1(M); \quad (3)$$

$$M_1^2 = \frac{M^2 + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (\Delta \bar{p}_{ск} + 1)} + \frac{M^2 - \Delta \bar{p}_{ск} \frac{\gamma + 1}{2\gamma} - 1}{\Delta \bar{p}_{ск} \frac{\gamma^2 - 1}{4\gamma} + \frac{\gamma + 1}{2}} = f_2(M, \Delta \bar{p}_{ск}); \quad (4)$$

$$\frac{p_{01}}{p_0} = \left[\frac{2}{\gamma-1} \left(\Delta \bar{p}_{\text{СК}} \frac{\gamma+1}{2\gamma} + 1 \right) / \left(\Delta \bar{p}_{\text{СК}} + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \times (\Delta \bar{p}_{\text{СК}} + 1)^{-\frac{1}{\gamma-1}} = f_3(\Delta \bar{p}_{\text{СК}}). \quad (5)$$

Используя (3)—(5), можно записать отношение давления, измеряемого приемником Пито за исследуемой ударной волной, к полному давлению перед ней в виде зависимости

$$(p'_{01}/p_0)_{\text{изм}} = f_1[f_2(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}})]f_3(\Delta \bar{p}_{\text{СК}}). \quad (6)$$

Подставив (3)—(5) в (6), получим трансцендентное уравнение для определения интенсивности ударной волны по измеренному приемником Пито давлению за ударной волной при известных параметрах потока перед ней:

$$\left[\frac{p'_{01}}{p_0}(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}}) \right]_{\text{изм}} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\Delta \bar{p}_{\text{СК}} \frac{\gamma+1}{2\gamma} + 1}{\Delta \bar{p}_{\text{СК}} + \frac{2\gamma}{\gamma-1}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{\left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}{(\Delta \bar{p}_{\text{СК}} + 1)^{\frac{1}{\gamma-1}}} \times \frac{[f_2(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}})]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} f_2(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}}) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} [f_2(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}})]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[f_2(M, \Delta \bar{p}_{\text{СК}}) - \frac{\gamma-1}{2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}}}. \quad (7)$$

Результаты расчета по (7) представлены на рис. 2. При заданном числе Маха M перед ударной волной отношению измеряемых давлений p'_{01}/p_0 в диапазоне интенсивностей, обеспечивающих сверхзвуковое течение за ударной волной, могут соответствовать два значения. Правые границы зависимостей, обозначенные штриховкой (см. рис. 2), соответствуют интенсивности ударной волны, за которой реализуется звуковое течение ($M_1 = 1$). Области существования первого и второго решений можно установить относительно интенсивности ударной волны $\Delta \bar{p}_{\text{СК}}^*$ (см. рис. 2), при которой достигается максимум отношения измеряемых давлений p'_{01}/p_0 . Интенсивность $\Delta \bar{p}_{\text{СК}}^*$ при заданном числе Маха можно найти, приравняв нулю частную производную по $\Delta \bar{p}_{\text{СК}}^*$ от (7).

Для понимания механизма формирования зависимости (7) на рис. 3 она представлена для $M = 2$ с демонстрацией изменения основных определяющих параметров. Увеличение давления Пито (полное давление за прямым скачком уплотнения, воспринимаемое приемником Пито) при увеличении интенсивности ударной волны в диапазоне $0 \leq \Delta \bar{p}_{\text{СК}} \leq \Delta \bar{p}_{\text{СК}}^*$ обусловлено преобладающим влиянием уменьшения числа Маха за ударной волной M_1 , обеспечивающего рост давления p'_{01} по сравнению с уменьшением полного давления p_{01} в результате потерь полного давления на исследуемой ударной волне. При дальнейшем увеличении интенсивности $\Delta \bar{p}_{\text{СК}} > \Delta \bar{p}_{\text{СК}}^*$ определяющим становится изменение полного давления за ударной волной p_{01} , темп падения которого в этом диапазоне интенсивностей заметно

выше темпа увеличения p'_{01} в результате уменьшения M_1 , что приводит к уменьшению p'_{01} . Аналогично изменяется и число Маха M_1 за ударной волной, найденное из условия изэнтропичности потока $M(p'_{01}/p_0)$, в зависимости от интенсивности. Монотонное уменьшение M_1 с учетом потерь полного давления и возрастающий с увеличением интенсивности ударной волны темп уменьшения отношения полных давлений p_{01}/p_0 приводят к формированию минимума в зависимости для числа Маха M .

Полученная по результатам измерений приемником Пито интенсивность ударной волны позволяет найти полное давление за ударной волной по (6) и при использовании других соотношений — все основные параметры потока.

При нескольких ударных волнах в исследуемом потоке потери полного давления определяются по данной методике последовательно в направлении потока на каждой волне. Полное давление перед ней принимается равным полному давлению с учетом потерь на всех ударных волнах, расположенных выше по потоку. Следует отметить, что распределения параметров потока, измеренных в течениях с ударными приемником Пито в предположении изэнтропичности в зависимости от интенсивности ударных волн и их количества, даже при малых интенсивностях могут отличаться от реальных как количественно, так и качественно.

Анализ погрешностей. Анализ случайных погрешностей проведен для параметров потока, измеренных непосредственно за ударной волной, что позволяет представить эти погрешности в виде функциональных зависимостей от M и $\Delta \bar{p}_{\text{СК}}$. Предполагаем, что измеряются абсолютные значения давлений (p_0, p'_0, p_{01}) с заданными инструментальными погрешностями. Ввиду громоздкости выражений приводим только соотношение для относительной средней квадратической погрешности (СКП) измерения интенсивности ударной волны, которое имеет вид

$$\delta \Delta \bar{p} = \left[\Delta \bar{p} \frac{d}{d\Delta \bar{p}} \ln f_3(\Delta \bar{p}) \left(f'_{2\Delta \bar{p}}(M, \Delta \bar{p}) \frac{d \ln f_1(M_1)/dM_1}{d \ln f_3(\Delta \bar{p})/d\Delta \bar{p}} + 1 \right) \right]^{-1} \times \left[\frac{1}{4} \left(f'_{2M}(M, \Delta \bar{p}) \frac{d \ln f_1(M_1)/dM_1}{d \ln f_1(M)/dM} - 1 \right)^2 \times \left(\delta p_0 \right)^2 + \left(f'_{2M}(M, \Delta \bar{p}) \frac{d \ln f_1(M_1)/dM_1}{d \ln f_1(M)/dM} \right)^2 \left(\delta p'_0 \right)^2 + \left(\delta p_{01} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

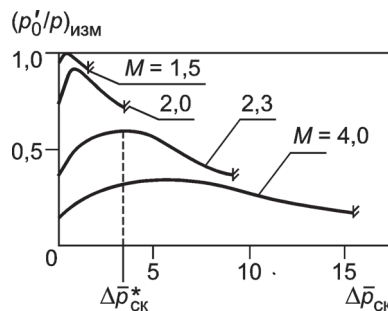


Рис. 2. Изменение отношения полного давления за прямым скачком уплотнения, измеряемого непосредственно за исследуемой ударной волной, к полному давлению потока перед ударной волной в зависимости от ее интенсивности и числа Маха потока

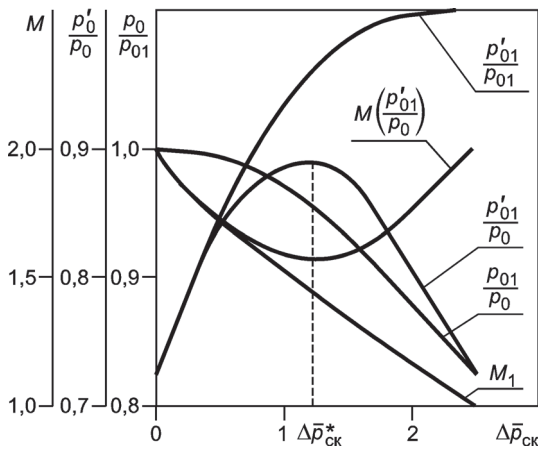


Рис. 3. Изменение основных параметров потока на ударной волне в зависимости от ее интенсивности при числе Маха потока $M = 2$

Здесь $\bar{\delta}\Delta\bar{p} = \bar{\delta}\Delta\bar{p} / \Delta\bar{p}$ — относительная СКП измерения интенсивности ударной волны; $\bar{\delta}p_0 = \delta p_0 / p_0$; $\bar{\delta}p'_0 = \delta p'_0 / p'_0$; $\bar{\delta}p'_{01} = \delta p'_{01} / p'_{01}$ — относительные инструментальные погрешности измеряемых давлений; индекс «ск» в обозначении интенсивности ударной волны $\Delta\bar{p}_{ск}$ опущен.

Результаты расчетов, выполненных для идеального газа ($\gamma = 1,4$) при относительных инструментальных погрешностях измерения давлений $\bar{\delta}p_0 = \bar{\delta}p'_0 = \bar{\delta}p'_{01} = 0,005$ показывают, что учет потерь полного давления предложенным методом существенно повышает достоверность измерений параметров сверхзвукового неадиабатического потока по сравнению с методом, основанным на предположении изэнтропичности течения, в широком диапазоне M и $\Delta\bar{p}_{ск}$. При заданном числе M в диапазоне малых интенсивностей $\Delta\bar{p}_{ск}$ достоверность обоих методов равноценна. При $\Delta\bar{p}_{ск} > 0,3$ погрешность известного метода увеличивается, а погрешность пред-

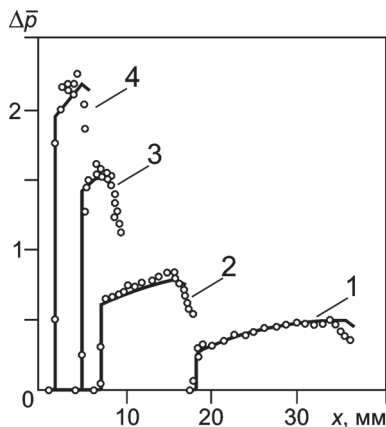


Рис. 4. Распределение относительного избыточного статического давления за головной ударной волной, генерируемой моделями конусов с разными углами полураствора $\beta_k = 15; 20; 30; 35^\circ$ (соответственно кривые 1 — 4) и при различном удалении основного приемника от модели $\bar{r}_0 = 1,0$ (кривые 1 — 3), $\bar{r}_0 = 0,75$ (кривая 4); — эксперимент, — численный расчет по [13]

ложенного метода немного уменьшается. Вследствие немонотонности функции (7) в зависимости от $\Delta\bar{p}_{ск}$ (см. рис. 3) погрешности измерения интенсивности ударной волны (8) и других параметров в окрестности $\Delta\bar{p}_{ск}^*$ существенно увеличиваются. Это приводит к образованию диапазона интенсивностей, на границах которого оба метода равноценны, а внутри диапазона меньшую погрешность обеспечивает известный метод, основанный на предположении изэнтропичности потока. Для погрешности (8) при $M = 2$ протяженность этого диапазона относительно всего диапазона интенсивностей, обеспечивающих сверхзвуковое течение за ударной волной, составляет $\Delta\bar{M} = \Delta M / M = 0,17 / 24 = 0,07$. При

$\Delta\bar{p}_{ск} > \Delta\bar{p}_{ск}^*$ погрешность измерения интенсивности предложенным методом сильно уменьшается, а погрешность известного метода продолжает увеличиваться. Для максимальной интенсивности ударной волны, обеспечивающей при $M = 2$ сверхзвуковое течение за ней, погрешности измерения интенсивности составляют 79 и 1,7 % для известного и предложенного методов, соответственно. С ростом числа Маха потока заметно уменьшаются погрешности измерения интенсивности (и других параметров) предложенным методом, а также диапазон интенсивностей с повышенными погрешностями, при $M = 5$ он составляет $\Delta\bar{M} = 0,6 / 26 = 0,023$. Таким образом, предложенный метод измерения по сравнению с известным косвенным методом, а также прямыми методами измерений (см. рис. 1) позволяет увеличить достоверность измерений параметров неадиабатического потока.

Устранение неоднозначности результатов измерений.

Для определения истинного значения интенсивности ударной волны необходимо найти область решения уравнения (7), соответствующую исследуемому газодинамическому течению. Используя интенсивность $\Delta\bar{p}_{ск}^*$, определяемую численным решением (7) для известного числа Маха перед ударной волной, область определения искомой интенсивности ударной волны можно представить в виде неравенства

$\Delta\bar{p}_{ск}^* \leq \Delta\bar{p}_{ск} < \Delta\bar{p}_{ск}^*$. Это означает, что если искомая интенсивность приблизительно известна, то она достаточно точно определяется однозначным решением (7).

Немонотонность изменения зависимости (7) позволяет определить область существования интенсивности ударной волны, для которой известен характер ее изменения при удалении от генератора скачка давления. Например, если известно, что при удалении от генератора ударной волны интенсивность уменьшается, то область определения решения уравнения (7) находят по результатам измерений распределения давления, полученным на двух удаленных по высоте от генератора ударной волны (индекс i соответствует измерениям на меньшем удалении, а $i + 1$ — на большем):

если $(p'_{01}/p_0)_{изм\ i} > (p'_{01}/p_0)_{изм\ i+1}$, то $\Delta\bar{p}_{ск} < \Delta\bar{p}_{ск}^*$,

если $(p'_{01}/p_0)_{изм\ i} < (p'_{01}/p_0)_{изм\ i+1}$, то $\Delta\bar{p}_{ск} > \Delta\bar{p}_{ск}^*$,

если $(p'_{01}/p_0)_{изм\ i} = (p'_{01}/p_0)_{изм\ i+1}$, то $\Delta\bar{p}_{ск} = \Delta\bar{p}_{ск}^*$.

Однако эти способы устранения неоднозначности определения $\Delta\bar{p}_{ск}$ не всегда применимы. Для непосредственно

го устранения неоднозначности необходимо измерять дополнительный параметр, который позволяет хотя бы приблизительно однозначно определить ожидаемую интенсивность и тем самым установить область решения уравнения (7) для дальнейшего точного вычисления интенсивности исследуемой ударной волны. В качестве такого параметра был использован угол β наклона ударной волны, который при заданном M перед ударной волной однозначно характеризует ее интенсивность:

$$\Delta \bar{p}_{\text{ск}} = 2\gamma (M^2 \sin^2 \beta - 1) / (\gamma + 1).$$

Локальный угол наклона ударной волны можно найти по результатам визуализации течения теневым оптическим прибором, а также комбинированным приемником давления. Комбинированный зонд состоит из двух смещенных поперек потока на расстояние Δr друг от друга приемников полного давления за прямым скачком уплотнения. Приемные отверстия разнесены относительно друг друга по потоку на расстояние Δl . Профили давления измеряются в динамическом режиме регистрации, т. е. при непрерывном перемещении комбинированного зонда относительно исследуемой ударной волны с заданной скоростью. При этом выполняются синхронизированные по времени дискретные измерения давлений Пито, воспринимаемых двумя приемниками, и продольные координаты приемных отверстий зонда. По результатам измерений получают угол наклона ударной волны $\beta = \text{arctg} [\Delta r / (x_1 - x_2 - \Delta l)]$, где x_1, x_2 — координаты, соответствующие приходу фронта ударной волны на приемные отверстия основного и вспомогательного приемников давления. Их взаимное расположение по параметрам $\Delta \bar{r} = \Delta r / d_3$ и $\Delta \bar{l} = \Delta l / d_3$ выбирают из условия устранения взаимного влияния приемников на результаты их измерений, а также для обеспечения минимальной погрешности измерения угла β в окрестности зонда, смещенного выше по потоку (основной приемник).

Погрешность измерения угла β в этом случае определяется погрешностями измерения координат x_1, x_2 и линейной аппроксимации формы ударной волны на участке между приемниками давления. Изменение погрешности измерения β комбинированным приемником можно определить, используя аналитическую зависимость для формы ударной волны, генерируемой моделью. Согласно [11] форму волны вблизи полусферы можно аппроксимировать параболой $\bar{r} = \alpha \sqrt{\bar{x}}$, где $\alpha = 1,34$ при $M = 2$. Максимальная относительная погрешность измерения угла наклона ударной волны $\bar{\delta} \text{tg} \beta$ может иметь вид зависимости от удаления основного приемника от генератора ударной волны и поперечного расстояния Δr между приемниками давления при заданной погрешности определения координат фронтов ударных волн. Здесь $\bar{\delta} \text{tg} \beta = (\text{tg} \beta_{\text{изм}} - \text{tg} \beta) / \text{tg} \beta$, где $\text{tg} \beta_{\text{изм}}$ соответствует измеренному, а $\text{tg} \beta$ — точному значению, определенному из соотношения $\text{tg} \beta = d\bar{r} / d\bar{x}$. Эта погрешность обусловлена схемой расположения приемников давления. Если ближе к генератору ударной волны расположен основной приемник (схема I), то

$$(\bar{\delta} \text{tg} \beta)_I = \frac{2\bar{r}_0 \Delta \bar{r}}{\Delta \bar{r} (\Delta \bar{r} + 2\bar{r}_0) + 2\alpha^2 \bar{\delta} \bar{x}} - 1,$$

а если ближе находится вспомогательный приемник (схема II), то

$$(\bar{\delta} \text{tg} \beta)_{II} = \frac{2\bar{r}_0 \Delta \bar{r}}{\Delta \bar{r} (2\bar{r}_0 - \Delta \bar{r}) + 2\alpha^2 \bar{\delta} \bar{x}} - 1.$$

Здесь все размеры отнесены к диаметру модели генератора.

Согласно результатам расчетов при расстояниях между приемниками $\Delta \bar{r} \approx 0,2 \dots 0,3$, на которых исключается влияние основного приемника на вспомогательный, меньшую погрешность обеспечивает схема II. С увеличением $\Delta \bar{r}$ при $\Delta \bar{r}_0 = \text{const}$ погрешность увеличивается и существенно воз-

растает с уменьшением расстояния \bar{r}_0 до модели, что обусловлено увеличением кривизны ударной волны. На основании проведенных исследований были определены параметры комбинированного зонда, которые для измерений при числах Маха $M = 2 \dots 4$ составили $d_3 = 0,9$ мм, $\Delta r = 5$ мм, $\Delta l = 25$ мм.

При использовании данной методики, подробно изложенной в [12], в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО РАН Т-325 проведены косвенные измерения профилей статического давления за ударными волнами различной интенсивности с использованием комбинированного приемника давления торможения за прямым скачком уплотнения. В качестве генераторов волн служили модели в виде круговых конусов на цилиндре с разными углами полураствора β_k при нулевом угле атаки.

На рис. 4 показаны результаты измерений, проведенных в сверхзвуковом потоке при числе Маха $M = 2,03$ и единичном числе Рейнольдса $\text{Re}_1 = 25 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Профили давления представлены в виде зависимостей относительного избыточного статического давления за падающей ударной волной от расстояния в направлении набегающего потока. Заметим, что область определения интенсивности ударных волн, генерируемых конусами с углами $\beta_k = 15, 20, 30^\circ$, соответствовала $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} < \Delta \bar{p}_{\text{ск}}^*$, а максимальная интенсивность, генерируемая конусом с углом $\beta_k = 35^\circ$, получена при $\Delta \bar{p}_{\text{ск}} > \Delta \bar{p}_{\text{ск}}^*$.

Сравнение (см. рис. 4) экспериментальных данных с результатами численного расчета [13] показало, что предложенный метод обеспечивает хорошую достоверность измерений параметров сверхзвукового потока с ударными волнами произвольной интенсивности.

Таким образом, низкая достоверность результатов прямых измерений статического давления в сверхзвуковых не-изэнтропических потоках, обусловленная взаимодействием исследуемой ударной волны с зондом, и проблематичность создания миниатюрного многорежимного приемника полного давления ограничивают применимость пневмометрических методов для диагностики сверх- и гиперзвуковых течений. Из анализа газодинамических параметров сверхзвукового неизэнтропического потока получено соотношение, позволяющее по измерениям давления Пито за ударной волной при известных параметрах перед ней определить потери полного давления и все параметры потока за ударной волной. Для устранения возникающей неоднозначности определения интенсивности дополнительно измеряется угол наклона ударной волны.

Предложенный метод позволяет существенно расширить область применения пневмометрических методов измерения при решении широкого спектра задач внутренней и внешней газодинамики, связанных с исследованиями газовых потоков с ударными волнами.

Литература

1. Петунин А. Н. Методы и техника измерения газового потока (приемники давления и скоростного напора). М.: Машиностроение, 1972.
2. Carlson H. W., Morris O. A. Wind tunnel sonic boom testings // J. Aircraft. 1967. V. 4. N 3. P. 245—249.
3. Morris O. A., Miller D. S. Sonic boom wind tunnel testing techniques at high mach numbers // J. Aircraft. 1972. V. 9. N 9. P. 664—667.
4. Чиркашенко В. Ф., Юдинцев Ю. Н. Развитие методики измерений параметров звукового удара в сверхзвуковых аэродинамических трубах. Новосибирск: Изд-во ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1983.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.

6. Bannic W. J., Nebbeling C. Determination of the position of a shock wave from pitot tube experiments // AIAA J. 1969. V. 7. N 4. P. 796—797.

7. Таганов Г. И. Энтропийные эффекты в гиперзвуковых течениях газа // Тез. докл. II Всесоюз. съезда по теор. и прикл. механике, 1964. С. 206.

8. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1967. № 3. С. 92—97.

9. Yoodyer M. J. A new stagnation pressure probe having a high pressure recovery in supersonic flow // Instrum. aerospace industry: Proc. 18th Int. ISA Symp. Miami (Fl., USA), 1972. V. 18.

10. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Госэнергоиздат, 1961.

11. Краснов Н. Ф. и др. Аэродинамика ракет. М.: Высшая школа, 1968.

12. А. с. 01074221 РФ. Способ измерения параметров сверхзвукового потока / В. Ф. Чиркашенко, Е. Н. Затолока, Ю. Н. Юдинцев // Изобретения. Полезные модели. 2002. № 18.

13. Бабенко К. И. и др. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964.

Дата принятия 22.10.2012 г.

53.08

Исследование влияния различных источников на суммарную погрешность измерения твердости методом измерительного наноиндентирования

Г. С. ЗОЛОТНИКОВА, В. В. СОЛОВЬЕВ, К. В. ГОГОЛИНСКИЙ, А. С. УСЕИНОВ

Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, Москва, Россия, e-mail: nanoscan@yandex.ru, useinov@mail.ru

Проанализированы источники погрешности измерения твердости методом измерительного индентирования в нанометровом диапазоне глубин внедрения. Выделены основные составляющие погрешности и предложены способы учета каждой из них. Представлены выводы о влиянии отдельных факторов на точность результата измерения и приведены результаты эксперимента.

Ключевые слова: механические свойства, твердость, наноиндентирование.

The sources of error of hardness measurement by the instrumented indentation method in nanometer range of penetration depths are analyzed. The main components of measurement error are isolated and the ways of accounting for each component are proposed. The conclusions on influence of separate factors on the overall hardness measurement accuracy and the experiment results are presented.

Key words: mechanical properties, hardness, instrumented indentation, nanoindentation.

Появление большого числа наноструктурированных материалов, тонких пленок и покрытий привело к созданию новой приборной базы для оценки и контроля различных физико-механических свойств. В частности, для измерений механических параметров нанообъектов широко используют нанотвердомеры и сканирующие зондовые микроскопы (СЗМ) с функцией измерения прикладываемой нагрузки. Такие приборы имеют различные типы конструкций, но их работа основана на реализации метода измерительного индентирования [1], который также называют наноиндентированием. Этот способ измерения твердости и модуля упру-

ги регламентирован международным стандартом [2], в котором подробно описаны требования к процедуре измерений, а также приведен ряд источников их неопределенности. Однако упомянутый стандарт не рассматривает степень влияния каждого параметра на точность результата. В различных исследованиях, проводимых в этой области [3 — 5], обсуждаются способы более точного численного определения того или иного источника погрешности, однако не предлагается сравнительная оценка влияния каждого из них. Поэтому анализ вклада различных составляющих погрешности измерения твердости методом измерительного индентирования является весьма актуальной задачей.