681.121.85

Взаимосвязь коэффициента расширения стандартных сужающих устройств со скоростью звука при измерении расхода и количества газа

Ж. А. ДАЕВ

Казахско-Русский международный университет, Актобе, Республика Казахстан, e-mail: zhand@yandex.ru

Рассмотрено влияние скорости звука на коэффициент расширения сужающих устройств. Показано, что уравнение расширения для стандартных сопел может быть выражено через скорость звука. Представлен анализ, в котором обоснован критерий пределов применимости для уравнения расширения газа за соплами при измерениях расхода и количества газа.

Ключевые слова: *сужающее устройство, расходомер, расширение газа, скорость звука.*

The influence of the speed of sound on the expansion coefficient of narrowing devices is considered. It is shown that the standard nozzles extension equation can be expressed through the speed of sound. The analysis justifying the criterion of applicability limits for the equation of gas expansion beyond the nozzles at gas and flow quantity measurement is presented.

Key words: *narrowing device, flow meter, gas expansion, speed of sound.*

В процессе измерений расхода и количества газов методом переменного перепада давления неизбежно возникает изменение плотности газа при прохождении его через сужающее устройство. Данное явление учитывается поправочным множителем, который называется коэффициентом расширения измеряемой среды. Для таких стандартных сужающих устройств, как сопла ИСА1932, эллипсные сопла, различные разновидности труб и сопел Вентури, уравнение коэффициента расширения имеет следующий вид [1, 2]:

$$\varepsilon = [\gamma(1-\beta^4)\,\psi^{2/\gamma}(1-\psi^{\gamma/\gamma-1})/(\gamma-1)\,(1-\beta^4\psi^{2/\gamma})\,(1-\psi)]^{1/2}, \quad (1)$$

где γ — коэффициент адиабаты; β — относительный диаметр сужающего устройства; $\psi = p_2/p_1$ — отношение абсолютного давления после сужающего устройства к давлению до него.

Формула (1) получена из обобщенного уравнения для ε при условии, что в перечисленных выше устройствах отсутствует дополнительное сужение струи. В этом случае коэффициент сужения принимается равным единице, и сложное уравнение для данного поправочного множителя упрощается до формулы (1), которая согласуется с экспериментальными данными в определенном диапазоне отношения давлений.

В связи с этим необходимо выяснить, чем обусловлен диапазон применимости (1) и какие дополнительные факторы влияют на ε. Рассмотрим процесс течения газа в круглой трубе. В данном случае будем считать состояние газа адиабатическим:

$$p / \rho^{\gamma} = \text{const}, \quad (2)$$

где ρ — плотность газа.

Запишем также уравнение сохранения энергии

$$d\nu^2/2 + dp/\rho = 0, \quad (3)$$

где ν — скорость газа в трубе.

После интегрирования (3) примет вид

$$\left(\nu_2^2 - \nu_1^2\right) \Big/ 2 + \int_1^2 dp / \rho = 0. \quad (4)$$

Интеграл в (4) с учетом (2) запишем как

$$\int_1^2 dp / \rho = \left[\gamma p_1 / (\gamma-1)\rho_1\right]\left[\left(p_2 / p_1\right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1\right] =$$

$$= \left[\gamma p_1 / (\gamma-1)\rho_1\right]\left[\psi^{(\gamma-1)/\gamma} - 1\right]. \quad (5)$$

Совместное решение уравнений неразрывности потока и (2) дает следующее выражение для скорости за сужающим устройством:

$$\nu_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2}\beta^{-2}\,\nu_1 = \left(p_1 / p_2\right)^{1/\gamma}\beta^{-2}\,\nu_1 = \psi^{-1/\gamma}\,\beta^{-2}\,\nu_1. \quad (6)$$

Подставив (5) и (6) в (4), получим

$$\left[\psi^{-2/\gamma}\beta^{-4} - 1\right]\nu_1^2 \Big/ 2 + \left[\gamma p_1 / (\gamma-1)\rho_1\right]\left[\psi^{(\gamma-1)/\gamma} - 1\right] = 0. \quad (7)$$

Известно, что согласно [3, 4] скорость звука в газе описывается уравнением

$$a = \sqrt{\gamma p / \rho}$$

и также содержится в (5) и (7). Поэтому из (7) с учетом скорости звука можно получить следующее выражение для квадрата числа Маха:

$$M^2 = \nu_1^2 / a_1^2 = 2\left(1 - \psi^{(\gamma-1)/\gamma}\right) \Big/ (\gamma-1)\left(\psi^{-2/\gamma}\,\beta^{-4} - 1\right) =$$

$$= 2\left(1 - \psi^{(\gamma-1)/\gamma}\right)\psi^{2/\gamma}\beta^4 \Big/ (\gamma-1)\left[1 - \psi^{2/\gamma}\,\beta^4\right]. \quad (8)$$

Из выражений (1), (8) следует, что число Маха в неявном виде содержится в (1). Его можно использовать в качестве параметра для анализа свойств этого коэффициента. Необходимо также учесть, что в (1) присутствует коэффициент скорости входа

$$E = 1\Big/\sqrt{1-\beta^4}\,. \qquad (9)$$

Теперь с учетом (8) и (9) уравнение (1) примет более простой вид

$$\varepsilon = \left[M\Big/\left(E\beta^2\right)\right]\sqrt{\gamma/2(1-\psi)} = \left[M/E\beta^2\right]\sqrt{\gamma p_1/(2\Delta p)}\,. \qquad (10)$$

На рис. 1 приведены графики зависимости числа Маха от отношения давлений до и после сужающего устройства при γ = 1,3 и для различных значений β. Из рис. 1 следует, что наибольшее значение числа Маха достигается при больших значениях β. Анализ кривых изменения числа Маха показывает, что точка экстремума достигается примерно при отношении давлений, равном 0,55. Это значение для критических сопел в [5] называется критическим отношением: при $p_2/p_1 \le 0{,}55$ скорость газа становится равной скорости звука. В данном случае число Маха не становится равным или большим единицы, но достигает своего максимума именно в точке критического отношения. Значениям отношения менее критического соответствуют потери давления, которые в принципе недостижимы в указанных сужающих устройствах, а значениям выше критического — потери давления, которые хорошо согласуются с условиями в [1, 2]. Из рис. 1 следует, что при равенстве давлений до и после сужающего устройства число Маха становится равным нулю. При равенстве давлений прекращается движение газа, и скорость потока также становится равной нулю.

На рис. 2 изображена та же зависимость для числа Маха, но для различных значений γ при β = 0,55, откуда следует, что γ не оказывает сильного влияния на число Маха. Увеличение показателя адиабаты приводит к незначительному уменьшению его экстремума.

На рис. 3 представлен график изменения ε при γ = 1,3 и различных значениях β. График построен для значений отношения давлений больше критического, в диапазоне, в котором рекомендуется применение уравнения расширения. Из рис. 3 следует, что ε уменьшается при увеличении β.

Коэффициент ε возрастает при увеличении числа Маха (рис. 4). Стабильные значения данного коэффициента, близкие к единице, наблюдаются лишь при отношении давлений меньше единицы и в дозвуковых потоках. При трансзвуковых потоках эта зависимость резко возрастает. Последнее соответствует данным в [5] для критических сопел.

Заметим, что уравнение (1) для ε — сложное и громоздкое, что затрудняет вычисление неопределенности его определения. Оценим неопределенность определения ε по (10). Выражение для стандартной относительной неопределенности ε будет иметь вид

$$u_\varepsilon^2 = u_M^2 + \left(u_\gamma^2 + u_{\Delta p/p1}^2\right)\Big/\,4 + 4\beta^4 u_\beta^2\Big/\left(\beta^4 - 1\right)^2. \qquad (11)$$

В (11) входят составляющие неопределенности определения параметров прямых и косвенных измерений. Для вычисления расширенной неопределенности необходимо умножить (11) на коэффициент охвата при соответствующем

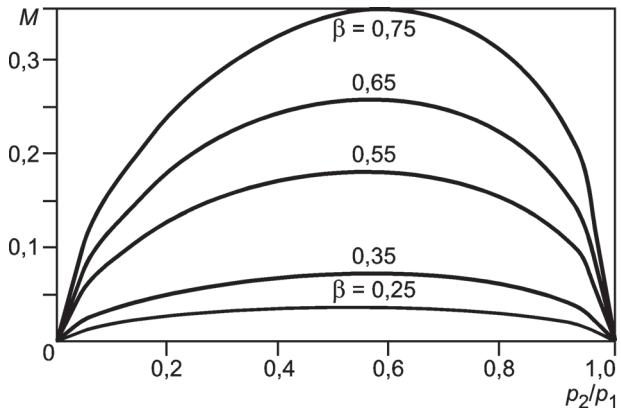

Рис. 1. Зависимость числа Маха от отношения давлений

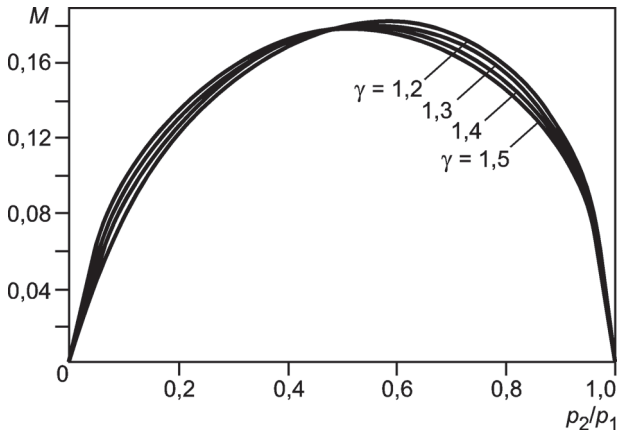

Рис. 2. Зависимость для числа Маха при различных коэффициентах адиабаты

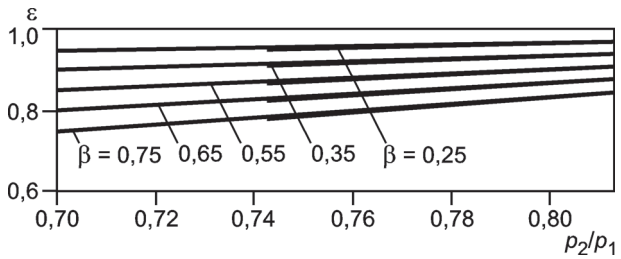

Рис. 3. Зависимость коэффициента расширения от отношения давлений при различных относительных диаметрах

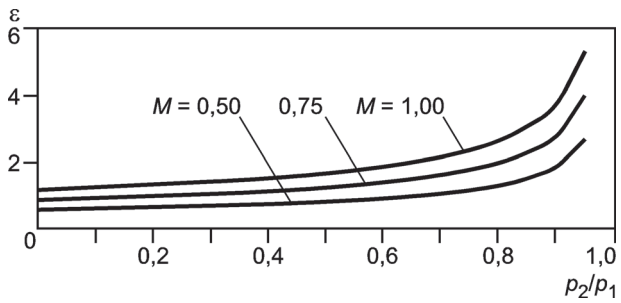

Рис. 4. Зависимость коэффициента расширения от отношения давлений при различных числах Маха

уровне доверия. Согласно [2] при определении неопределенности ε сопел и труб Вентури полагают, что неопределенности γ, β и отношения перепада к давлению до сужающего устройства равны нулю. В таком случае с учетом (11) неопределенность ε будет выражаться только неопределенностью числа Маха.

Таким образом, сделана попытка найти дополнительные факторы, влияющие на ε газа в сужающих устройствах. Получено более простое уравнение (10), в состав которого входит число Маха, и найдена связь ε с местной скоростью звука до сужающего устройства. Получены объяснения для существующих критериев применимости (1). Исследованы коэффициент ε при различных значениях β и γ, а также возможное влияние числа Маха на коэффициент расширения. Получены выражения для оценки неопределенности коэффициента ε.

Литература

1. **Кремлевский П. П.** Расходомеры и счетчики количества веществ. СПб.: Политехника, 2002.

2. **ГОСТ 8.586.1,3,4—2005.** Измерение расхода и количества жидкостей и газов с помощью стандартных сужающих устройств.

3. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003.

4. **Стулов В. П.** Лекции по газовой динамике. М.: Физматлит, 2004.

5. **Плотников В. М., Подрешетников В. А., Тетеревятников Л. Н.** Приборы и средства учета природного газа и конденсата. М.: Недра, 1989.

Дата принятия 12.04.2013 г.

681.121

Измерительная задача идентификации модели объемной воздухопроницаемости оконных и дверных блоков

В. А. ВЛАСОВ*, М. Ю. РОДИН*, С. В. ЧУДОВ**

** РОСТЕСТ-Москва, Москва, Россия, e-mail: info@rostest.ru*
*** Испытательный центр «ЭКСПЕРИОН», Мытищи, Россия, e-mail: chudov@tbm.ru*

Рассмотрена измерительная задача структурно-параметрической идентификации математической модели объемной воздухопроницаемости оконных и дверных блоков. Предложены параметры для ее оценивания.

Ключевые слова: *воздухопроницаемость, параметры оценивания, оконные и дверные блоки.*

The measuring problem of structural-parametrical identification for mathematical model of air volume penetration for window and door assemblies is considered. The estimation parameters are suggested.

Key words: *air penetration, estimation parameters, window and door assemblies.*

Контроль качества оконных и дверных блоков, которые находят в последнее время широкое применение, включает исследование их объемной воздухопроницаемости; методы ее определения стандартизованы [1]. В соответствии с [1, п. 3.4.5] класс образца определяют по диаграмме зависимости объемной воздухопроницаемости от перепада давления, построенной в логарифмическом масштабе координат, и расположению линии, полученной по результатам испытаний, относительно нормативных прямых, фиксирующих границы классов (рис. 1). Когда «линия фактических замеров», расположенная в поле какого-либо класса, на локальном участке заходит в поле более низкого класса, испытываемому образцу присваивают номер этого класса воздухопроницаемости (см. [1, п. 3.4.8]). Если следовать изложенному правилу, то присвоение класса нередко становится неоднозначной задачей, так как на практике в большинстве случаев «линия фактических замеров» — графическая характеристика образца — пересекает поля нескольких классов (рис. 2). Дело в том, что характер нормативных границ классов (вид зависимости объемной воздухопроницаемости Q_1 от перепада давления Δp) не в полной мере отражает физическую картину явления.

В качестве примера рассмотрим нормативную границу класса Б (см. рис. 1):

$$\lg Q = \lg Q_1(10) + \frac{(\lg \Delta p - \lg 10)\left[\lg Q_1(500) - \lg Q_1(10)\right]}{\lg 500 - \lg 10},$$

где $Q_1(10) = 1{,}7$ м^3/(ч · м^2) и $Q_1(500) = 28{,}0$ м^3/(ч · м^2), тогда $\lg Q = 0{,}23 + 0{,}716\,(\lg \Delta p - 1{,}0)$ или $\lg Q = 0{,}716 \lg \Delta p - 0{,}486$.

Аналогичный вид имеют уравнения для нормативных прямых, определяющих границы других классов. Если рассматривать границы полей классов как характеристику условных нормативно-контрольных образцов, то можно отметить искусственный характер зависимости воздухопроницаемости от перепада давления.

Поскольку при испытаниях образцов «линии фактических замеров» пересекают нормативные прямые и проходят