

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСХОДА НАСАДКОВ И ИХ КОМБИНАЦИЙ ПРИ ПРЯМОМ И ОБРАТНОМ ТЕЧЕНИИ

УДК 533.17

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

Как известно, при истечении жидкости или газа через отверстие в тонкой стенке или через короткий насадок ($L < 2 \div 3d$) за счет перпендикулярной составляющей скорости стока и неравномерности поля скоростей минимальное сечение струи всегда меньше сечения отверстия, поэтому реальный расход жидкости или газа всегда меньше, чем расчетный по сечению отверстия (их отношение — коэффициент расхода μ). Впервые вопросами истечения на теоретическом уровне занимались Сен-Венан, Буссинеск, Кирхгоф, а в России — Н. Е. Жуковский, который вывел формулы для расчета коэффициента сжатия струи жидкости при истечении из тонкой щели [1]. К настоящему времени в этом направлении проведено много исследований, результаты которых наиболее полно приведены в [2, 3].

Данная работа посвящена поиску таких насадков и их комбинаций, для которых различие коэффициентов расхода газа в прямом μ_1 и обратном направлении μ_2 максимально. При этом изучалась область достаточно больших сверхкритических перепадов давления на насадке, когда скорость газа в струе на выходе была сверхзвуковой.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Насадок или группа насадков 1 в канале 2 диаметром 16 мм помещались в емкость 3 известного объема $V = 1,6$ л. Емкость наполнялась воздухом до давления 2,0 МПа, который вытекал в атмосферу через насадок после срабатывания быстродействующего клапана 4. Проходные сечения клапана и коротких трубопроводов в 10 раз и более превышали сечения отверстий насадков. Уменьшение давления воздуха в емкости регистрировалось полупроводниковым тензодатчиком 5, включенным в мостовую схему, и записывалось на осциллограф.

Испытывались насадки нескольких форм, показанных на рис. 2: *a* — цилиндрический (при обратном течении это насадок Бордо), $d = 5,1$ мм, $L = 15$ мм; $d = 3,4$ мм, $L = 9$ мм; *b* — конический с углом раствора 45° , $d = L = 3,4$ мм; *в* — профильный с плавным входом, $d = 5,1; 4,65; 4,45; 3,55; 2,9$ мм; *г* — сплюснутый на выходе цилиндрический насадок с плавным входом; *д* — тонкая шайба с острыми прямоугольными кромками; *е* — тонкая шайба с коническим отверстием и заостренной кромкой.

Испытывались насадки как с острыми, так и с притупленными кромками, а также их комбинации. Во избежание протекания воздуха мимо отверстий насадки по внешнему контуру уплотнялись фторопластовыми колечками.

Методика измерений. Объем емкости и сечение испытуемых насадков подбирались таким образом, чтобы время сверхзвукового истечения воздуха t составляло $0,5 \div 1,0$ с. Оценки показывают, что за это время характерная толщина прогрева воздуха вблизи стенок емкости $x \cong \sqrt{at}$ (a — температуропроводность воздуха) не превышает $2 \div 3$ мм. Поскольку процесс истечения анализировался при достаточно высоких перепадах давления на насадках (минимум до пятикратной величины), то значение x уменьшалось минимум в 2 раза и не превышало 1,5% от диаметра емкости. Поэтому можно утверждать, что

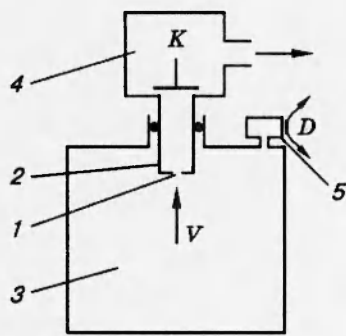


Рис. 1

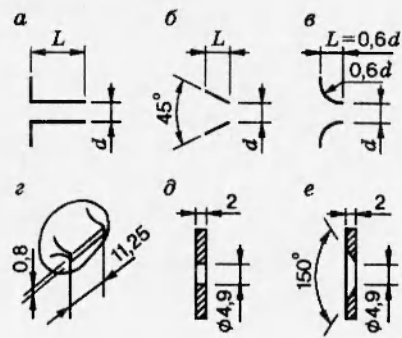


Рис. 2

истечение воздуха из емкости было адиабатическим. Для подтверждения данного вывода в ряде экспериментов внутренняя поверхность стальной емкости обкладывалась слоем бумаги, что уменьшало теплоотдачу от стенок в процессе истечения воздуха. В пределах ошибки регистрации давления характер истечения при этом не изменялся.

Решение задачи о сверхзвуковом адиабатическом истечении газа из конечного объема дает следующие известные зависимости:

$$p/p_0 = (1 + ct)^{-2/(\gamma-1)}, \quad \rho/\rho_0 = (1 + ct)^{-2/(\gamma-1)}, \quad G/G_0 = (1 + ct)^{-(\gamma+1)/(\gamma-1)}.$$

Здесь p , ρ , G — абсолютное давление, плотность и массовый расход газа (индексом 0 обозначено начальное состояние); t — время от начала истечения; γ — показатель изоэнтропы;

$$c = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/(\gamma-1)} \frac{\gamma - 1}{2} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_0}{\rho_0}} \frac{S_n \mu}{V} \quad (1)$$

— постоянная, зависящая от состава газа, его состояния, геометрии и площади сечения насадки S_n , объема емкости V , а также от направления течения газа (через параметр μ);

$$G_0 = V \left. \frac{d\rho}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = V \frac{2}{\gamma - 1} c \rho_0.$$

Типичная осциллограмма спада давления в емкости во времени представлена на рис. 3. По известному начальному давлению p_0 и произвольному давлению $p_i > 1,9p_a$, соответствующему времени t_i на осциллограмме, вычислялась постоянная

$$c = [(p_i/p_0)^{-(\gamma-1)/2\gamma} - 1]/t_i, \quad (2)$$

а из выражения (1) — коэффициент расхода μ . Показатель изоэнтропы γ принимался равным 1,4. Указанное превышение давления p_i над атмосферным p_a обеспечивало сверхзвуковой переход в некотором «критическом» сечении струи. При этом для определения коэффициента расхода μ не требуется вычисления самих расходов, а определение постоянной c не требует перевода амплитуд кривой в единицы давления. В этом случае максимальная ошибка вычисления c определяется точностью измерения амплитуды и времени на экране осциллографа, которые для осциллографа С8-13 составляют по паспорту соответственно 5 и 1,5%. При этом полученное по формуле (2) значение c может отличаться от истинного на 3,1%. Для увеличения точности вычислений обчитывалось до 10 точек на кривой $p(t)$ и находилось среднее арифметическое значение c , в результате чего точность вычислений

Таблица 1

Насадок по рис. 2	μ_1	μ_2	μ_2/μ_1
а	0,875	0,766	0,875
б	0,947	0,829	0,876
в	0,983	0,765	0,778
г	0,917	0,825	0,9
д	0,891	0,891	1,0
е	0,9	0,835	0,928

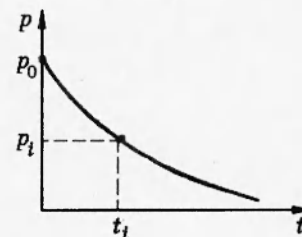


Рис. 3

повышалась до $\sim 1,0\%$.

Проводились также проверочные расчеты на серии осциллограмм. Шкала осциллографа тарировалась на линейность по амплитуде и по времени калиброванными импульсами, а нелинейность измерительной системы не превышала $0,5\%$ при спаде давления от начального до атмосферного, что исключало систематическую погрешность измерения. Для того чтобы датчик не охлаждался за время истечения газа, внутренняя поверхность его корпуса покрывалась слоем солидола, а времени между опытами было достаточно, чтобы емкость и датчик приняли комнатную температуру.

Погрешность вычисления коэффициента расхода μ определялась также точностью измерения температуры воздуха, по которой вычислялось ρ_0 , объема V и площади сечения насадка S_H . Температура фиксировалась термометром с точностью $\pm 1^\circ$, что приводило к погрешности $\sim 0,3\%$. Объем емкости определялся измерительным инструментом и дополнительно заполнением ее водой из мерной колбы. Погрешность определения V не превышала $0,5\%$. Величина S_H калибровалась по конусу с углом раствора 3° . Диаметр калибровки измерялся микрометром с точностью $0,01$ мм, в результате ошибка вычисления S_H для диаметра отверстия 5 мм не превышала $0,2\%$. Окончательно суммарная среднеквадратичная ошибка измерения коэффициента расхода μ не превышала $\sim 1,2\%$.

Результаты и обсуждение. Результаты опытов с единичными насадками, имеющими острые кромки, сведены в табл. 1. Видно, что наибольшая разница коэффициентов расхода μ_1 и μ_2 у профиля с плавным входом (рис. 2, в). Для коротких насадок этого профиля при сверхкритическом истечении газа зависимость μ_1 от отношения L/d проявляется очень слабо, и в области чисел Рейнольдса $Re = (0,5 \div 1,0) \cdot 10^6$ значения μ_1 не отличаются более чем на 1% при изменении L/d в пределах $1,25 \div 2,5$, причем μ_1 растет с уменьшением L/d [2]. Величина μ_2 , по-видимому, также слабо зависит от отношения L/d , на что указывают данные табл. 1, по которым значения μ_2 для рассматриваемого насадка и цилиндрического насадка, к форме которого приближается форма насадка с плавным входом при его удлинении, очень близки. Поэтому отношение L/d не варьировалось и выбиралось удобным для изготовления насадков и составления из них различных комбинаций.

Затупление острых кромок со стороны входа заметно повышает значения μ . При этом закругление прямоугольных кромок приближает значения μ_1 к значениям μ_1 в случае с плавным входом (рис. 2, в), а затупление шлифовкой перпендикулярно оси острых выступающих навстречу потоку кромок (рис. 2, а-г, обратное направление) — к значениям μ_1 для входа с острой прямоугольной кромкой (рис. 2, а). Например, закругление радиусом 1 мм ($\sim 0,2d$) входа в цилиндрический насадок (рис. 2, а) повышает μ_1 до $0,944$, а притупле-

Таблица 2

Насадок по рис. 2	Расстояние между насадками l , мм	μ_1	μ_2	μ_2/μ_1
$a-a$ (закругленная входная кромка)	22	0,85	0,739	0,869
$b-b$	10	0,82	0,704	0,859
$в-в$	10	0,92	0,645	0,7
$в-a$ (в насадке a закругленная входная кромка)	10	0,85	0,74	0,87
$г-г$ (сплющенные кромки параллельны)	15	0,825	0,612	0,742
$г-г$ (сплющенные кромки перпендикулярны)	15	0,757	0,612	0,808

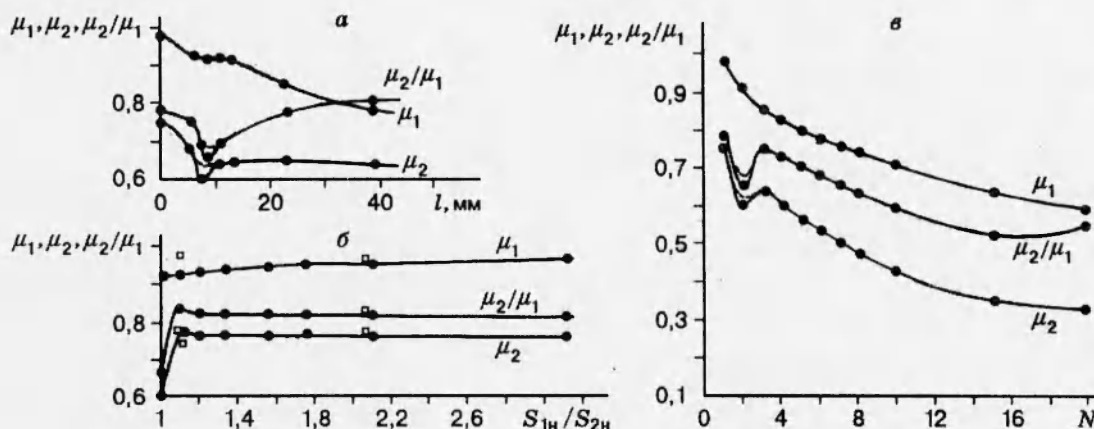


Рис. 4

ние выступающей острой кромки площадкой 0,3 и 0,5 мм повышает μ_2 до 0,873. Заметим, что при дозвуковом и звуковом течении через насадки (рис. 2, $a, г$) в обратном направлении для μ_2 имеются теоретические формулы, дающие $\mu_2 = 0,5 \div 0,63$ в зависимости от перепада давления [3].

Комбинации из двух насадок снижают коэффициенты расхода и увеличивают разницу μ_1 и μ_2 . Максимальное отличие μ опять же присуще профилям с плавным входом (табл. 2).

Выяснялась зависимость μ от расстояния между насадками, их относительных площадей сечения и количества следующих друг за другом насадок (рис. 4). На рис. 4, a приведена зависимость μ и μ_2/μ_1 для двух насадок с плавным входом от расстояния l между ними. Минимум μ_2/μ_1 находится вблизи $l = 7$ мм ($\cong 1,5d$). В этой области l обратный поток воздуха явно неустойчив и μ_2 принимает в различных экспериментах значения от 0,634 до 0,6. Значение μ_1 довольно постоянно, поэтому отношение μ_2/μ_1 колеблется в пределах 0,689 и 0,652.

Комбинации из двух насадок разного диаметра, расположенных на одинаковом расстоянии, имели меньшее различие μ_1 и μ_2 по сравнению с насадками одинакового диаметра. Рис. 4, $б$ иллюстрирует зависимость μ_1 , μ_2 и μ_2/μ_1 от отношения площадей $S_{1н}/S_{2н}$ насадок с плавным входом, расположенных на расстоянии 7 мм. Для набора комбинаций

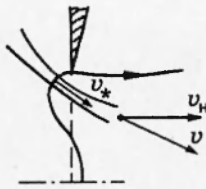


Рис. 5

Таблица 3

p_0 , МПа	μ_1	μ_2
2	0,584	0,328
1	0,562	0,308
0,5	0,551	0,281
0,3	0,487	0,256

использовались насадки с плавным входом (рис. 2, в) с диаметрами отверстий $d = 5,1; 4,65; 4,45; 3,55; 2,9$ мм. Основные комбинации составлялись таким образом, что поток в прямом направлении входил в насадок большего диаметра. Для сравнения на графике квадратами показано, когда поток в прямом направлении втекал в насадок меньшего диаметра. При малых отличиях в площадях последняя комбинация дает несколько большую разницу в значениях μ , а затем это преимущество теряется. Видно, что при отношении площадей насадков больше 1,1 величина μ уже стремится к значениям для одного насадка меньшего диаметра.

Кажется очевидным, что наборы из нескольких насадков, установленных друг за другом, неодинаково снижают μ в том и другом направлении и при определенном подборе их числа можно добиться уменьшения отношения μ_2/μ_1 до любого значения. Рис. 4, в показывает зависимость $\mu_1, \mu_2, \mu_2/\mu_1$ от числа насадков N с плавным входом, установленных на расстоянии 7 мм друг от друга при $d = 5,1$ мм. Составлялись наборы, содержащие до 20 насадков. Видно, что значения μ_1 падают монотонно, а μ_2 и μ_2/μ_1 имеют локальный минимум для двух насадков, когда наблюдалась неустойчивость обратного истечения. При большем числе насадков отношение μ_2/μ_1 убывает не монотонно, а имеет минимум, равный 0,52 вблизи $N = 15$, хотя μ_1 и μ_2 продолжают уменьшаться. В области $N = 20$ исследуемое отношение имеет заметную тенденцию к росту. Отметим, что течение в канале с набором одинаковых насадков всегда дозвуковое, звуковая скорость течения достигается только в области последнего сужения.

Очевидно, что при истечении жидкости или докритическом истечении газа из объема в отверстие струя уменьшается в диаметре, и, следовательно, всегда $\mu < 1$. Расчеты Н. Е. Жуковского дают тот же результат. В литературе имеются сведения, когда $\mu > 1$ [3, 4]. Этот случай реализуется для течений в трубах, когда сечение отверстия шайбы с острыми кромками более 85% площади трубы, а для насадка с плавным входом — свыше 20% площади трубы. Значение $\mu > 1$ связано с увеличением расхода за счет динамического напора жидкости на подходе к отверстию. Дополнительный фактор увеличения μ — восстановление статического давления между минимальным сечением отверстия шайбы (насадка), по которому ведется расчет, и точкой его замера за диафрагмой. Значения μ будут отличаться в зависимости от положения точек измерения статического давления до и после шайбы (насадка) и поэтому не будут иметь особого смысла.

Для сверхкритического истечения газа из отверстия всегда $\mu < 1$. Покажем это. На рис. 5 приведено положение звуковой поверхности вблизи отверстия с острой кромкой согласно [5] и выделена элементарная трубка тока, для которой

$$\rho_* v_* > \rho v > \rho v_n, \quad (3)$$

где $\rho_* v_*$ — плотность потока в критическом сечении трубки; ρv — текущая плотность

потока; ρv_n — проекция плотности потока на плоскость отверстия S_n . При постоянстве расхода $G = G_* = G_n$ имеем

$$\int_{S_*} \rho_* v_* dS_* = \mu \int_{S_n} \rho v_n dS_n \quad \text{или} \quad \rho_* v_* S_* = \mu (\rho v_n)_{\text{ср}} S_n.$$

В силу неравенства (3) $S_* < \mu S_n$, но поскольку $S_* > S_n$, то $\mu < 1$.

При адиабатическом истечении воздуха из емкости его температура понижается от начальной 298 К до ~ 240 К при спаде давления в 2,5 раза и до ~ 180 К при спаде давления в 5 раз. Происходит конденсация паров воды, что понижает эффективное значение показателя изоэнтропы, а понижение температуры воздуха повышает его значение. Однако расчеты μ по кривой спада давления обнаружили постоянство μ при десятикратном спаде давления и при расчетном $\gamma = 1,4$. Действительно, отклонение значения γ в пределах $\pm 3\%$ от 1,4 не приводит к ошибке вычисления μ по формуле (1), большей, чем за счет неточности измеренных параметров. Поэтому с точностью ошибки измерения из наших опытов следует, что коэффициент μ в рассматриваемом диапазоне спада давления при адиабатическом истечении есть величина постоянная.

В опытах с единичными насадками измеренная величина μ не зависела от начального давления в емкости. Для набора насадок $N = 20$ выяснилось некоторое уменьшение μ вместе с начальным давлением (табл. 3).

По-видимому, это связано с нарушением адиабатичности истечения и увеличения температуры газа за счет тепла стенок. Известно, что мощность теплообмена со стенками зависит от давления как $p^{0,8}$ [6]. При этом плотность меняется обратно пропорционально T , а скорость звука в потоке — пропорционально $T^{0,5}$. В результате снижается расход и, следовательно, коэффициент расхода μ . Другой возможной причиной изменения μ с давлением является влияние числа Рейнольдса на коэффициент сопротивления насадков.

Выводы. 1. Предложена методика определения коэффициента расхода газа при сверхзвуковом истечении из отверстия.

2. Показано, что в случае сверхкритического истечения газа коэффициенты расхода набора насадков в прямом и обратном направлении могут отличаться до 2 раз. Для насадка с одиночным сужением их отношение не превышает 1,3.

3. Для двух насадков существует оптимальное расстояние порядка 1,5 диаметра, при котором отношение коэффициентов расхода в прямом и обратном направлении максимально. При этом расстоянии обнаружена нестабильность расхода в обратном направлении.

4. Наибольшее различие прямого и обратного расходов наблюдается в каналах с насадками одинакового диаметра. Наборы из насадков разного диаметра работают, почти как один насадок меньшего диаметра.

5. Для набора насадков при заданной температуре газа коэффициент расхода уменьшается со снижением начального давления в емкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуковский Н. Е. Полное собрание сочинений. Т. 2. Гидродинамика. М.; Л.: Изд-во ОНТИ НКТ, 1935.
2. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
3. Альтшуль А. Д., Животовский М. С., Иванов М. П. Гидравлика и аэродинамика. М.: Стройиздат, 1987.

4. Башта Т. М. Машиностроительная гидравлика. Справочное пособие. М.: Машгиз, 1963.
5. Франкль Ф. И. Истечение сверхзвуковых струй из сосуда с плоскими стенками // Докл. АН СССР. 1947. Т. 58, № 3. С. 381–384.
6. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. М.: Оборонгиз, 1962.

*Поступила в редакцию 17/II 1995 г.,
в окончательном варианте — 7/VI 1995 г.*
