

УДК 532.525

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАЛОРАЗМЕРНЫХ СОПЛ

В. А. БУТЕНКО, Ю. П. РЫЛОВ, В. П. ЧИКОВ

(Москва)

В [1] экспериментально исследовался коэффициент расхода сопла с  $d_* = 1$  мм и теоретически получена формула для его определения в диапазоне чисел Рейнольдса  $50 < R_e < 10^3$ .

Определение коэффициента импульса для малоразмерных сопел с учетом пограничного слоя при ламинарных течениях затруднено из-за наличия больших градиентов давления.

В настоящей работе коэффициенты расхода и импульса определялись экспериментально для сопел с  $d_* \leq 1$  мм в широком диапазоне чисел Рейнольдса ( $R_e$  200–7·10<sup>3</sup>). Подтверждается высокая степень достоверности формулы для определения коэффициента расхода [1] и предлагается формула для определения коэффициента импульса как результат аппроксимации экспериментальных данных в указанном диапазоне чисел Рейнольдса.

Малоразмерные сопла с диаметром критического сечения  $d_* < 1-2$  мм находят широкое применение в ряде областей техники. Течения в таких соплах характеризуются малыми числами Рейнольдса ( $R_e < 10^3$ ) и являются ламинарными [1]. Толщина ламинарного пограничного слоя  $\delta$  микросопла на некоторых режимах течения становится соизмеримой с  $d_*$ , что приводит к существенному снижению характеристик сопла.

Однако теоретический расчет параметров пограничного слоя в микросопле затруднен из-за наличия в нем больших отрицательных градиентов давления.

Сравнение существующих методик расчета параметров ламинарного пограничного слоя сжимаемого газа осесимметричного потока при наличии градиента давления, проведенное в [2], показало, что разработанные методы счета охватывают относительно малую область отрицательных градиентов давления, ограниченную значениями формпараметра градиента давления  $n < -0.3$ , где  $n$  согласно [3] определяется как

$$n = -a \left( \frac{T}{T_0} \right)^{-\chi-1} R^2 \frac{L}{w} \frac{dw}{dx} M^{1-b} \int_0^{x'} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\chi} M^{b-1} R^2 dx'$$

Здесь  $a, b$  — постоянные величины;  $x' = x/L$  — безразмерная координата;  $x$  — продольная координата, направленная вдоль контура сопла;  $l$  — длина сопла вдоль его контура;  $R(x)$  — текущий радиус сопла;  $T, T_0$  — статическая температура и температура торможения потока газа вне пограничного слоя;  $M, w$  — число Маха и скорость потока газа вне пограничного слоя;  $\chi = 1/2(3k-1)/(k-1)$ , где  $k$  — показатель адиабаты.

Однако во многих практических задачах, когда степени расширения в соплах  $q(M)^{-1} > 10$ , что при  $d_* \leq 1$  мм и наиболее употребительных углах раскрытия сверхзвуковой конической секции  $\alpha = 25-40^\circ$  соответствует  $M > 4$ , величина формпараметра  $|n| \gg 0.3$ .

Основными характеристиками микросопел являются: эффективность сопла  $\xi = w_g/w_i$ , коэффициент расхода  $\mu = \dot{m}_g/\dot{m}_i$ , коэффициент импульса  $\Upsilon_c = F_g/F_i$ , где  $w_g, \dot{m}_g, F_g$  — действительные скорость, расход и тяга, реализуемые в сопле;  $w_i, \dot{m}_i, F_i$  — скорость, расход и тяга, соответствующие идеальному одномерному течению.

Экспериментальный материал по определению этих характеристик освещен в литературе недостаточно. Например, в [1] при определении коэффициента расхода исследование ограничивалось одним соплом с  $d_* = 1$  мм.

В [4] для определения эффективности сопла испытывались только сопла с относительно большим диаметром критического сечения 2–2,5 мм.

В настоящей работе приводятся результаты измерений коэффициентов расхода, импульса и эффективности сопла для сопел с  $d_*$  от 0,3 до 1 мм в широком диапазоне чисел Рейнольдса в критическом сечении сопла  $R_e = 4\dot{m}_i/\rho d_* \eta$ , где  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости (число  $R_e$  изменялось от 200 до 7·10<sup>3</sup>).

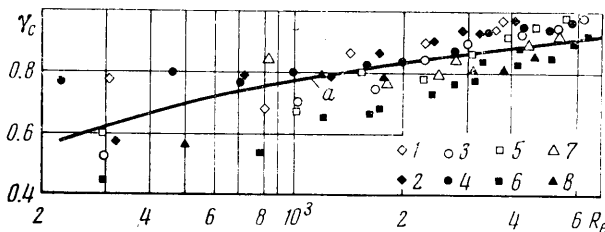
Идеальные расход, тяга и скорость определялись по известным соотношениям [5]

$$\dot{m}_i = p_0 A_* \sqrt{\frac{\mu}{R_\alpha T_0}} k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}, \quad F_i = p_0 A_* \left( \frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} z(\lambda)$$

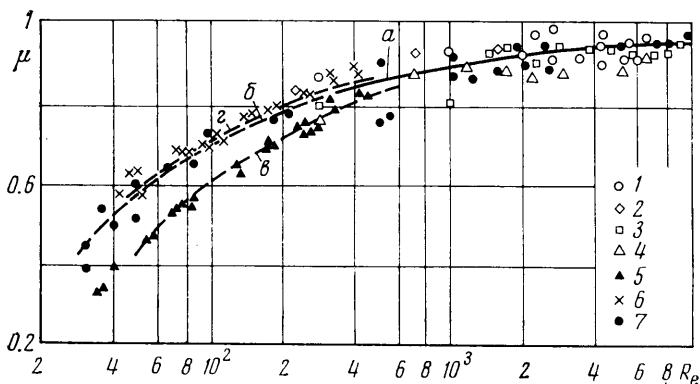
$$w_i = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{R_\alpha}{\mu} \left( 1 - \frac{p}{p_0} \right)^{(k-1)/k}} T_0$$

где  $p$ ,  $p_0$  — статическое давление и давление торможения потока газа вне пограничного слоя;  $A_*$  — площадь критического сечения сопла;  $\mu$  — молекулярная масса газа;  $R_\alpha$  — универсальная газовая постоянная;  $z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda$  — газодинамическая функция;  $\lambda = w/w_*$  — безразмерный коэффициент скорости;  $w_*$  — критическая скорость потока газа.

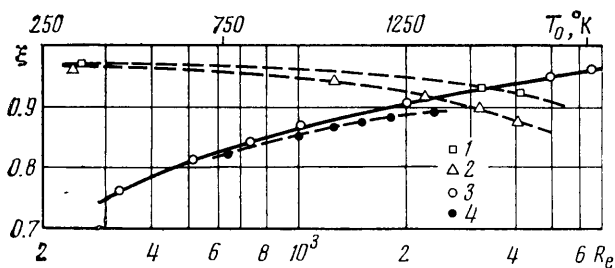
Для измерения действительных значений расхода и тяги была создана экспериментальная установка. Она состояла из маятникового подвеса, помещенного в вакуумную камеру и расходомера. Маятниковый подвес позволял изменять чувстви-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

тельность, которая была не ниже 0.2 мм на 1 мм деления шкалы. Давление в вакуумной камере во время испытаний  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  мм рт. ст. Расход измерялся с помощью расходомера объемного типа. Точность измерения расхода была не ниже 2%.

Испытывались четыре сопла с диаметрами критического сечения 0.3, 0.45, 0.6, 1 мм. Все четыре сопла имели оптимальные параметры по углу раскрытия сверхзвуковой конической секции  $\alpha = 35^\circ$  и степени расширения, равной  $q(M) \approx 100$  [4].

Чистота обработки поверхности сопел была не ниже  $\nabla 8$ . Эллиптичность критического сечения (при точности измерения 1 мкм) не более 0.05. Отношение радиуса кривизны профиля у критического сечения  $R_s$  к радиусу критического сечения  $R_*$  составляло  $R_s/R_* \approx 8$ –10.

При испытаниях применялись два газа — азот и аммиак.

Зависимость коэффициента импульса  $\gamma_c$  от числа Рейнольдса при  $T_0 = 300^\circ \text{K}$  представлена на фиг. 1. Экспериментальные данные с нечетными номерами соответ-

ствуют  $\text{NH}_3$ , с четными —  $\text{N}_2$ ; данные 1, 2 — соплам с  $d_* = 0.3$  мм; 3, 4 —  $d_* = 0.45$  мм; 5, 6 —  $d_* = 0.6$  мм; 7, 8 —  $d_* = 1$  мм.

Зависимость коэффициента расхода  $\mu$  от числа Рейнольдса при  $T_0 = 300^\circ \text{K}$  представлена на фиг. 2. Экспериментальные данные с нечетными номерами соответствуют  $\text{NH}_3$ , с четными —  $\text{N}_2$ ; данные 1, 2 — соплам с  $d_* = 0.45$  мм, 3, 4 —  $d_* = 0.6$  мм. Видно, что коэффициенты  $\gamma_c$  и  $\mu$  растут по мере увеличения числа  $Re$ , что объясняется уменьшением толщины пограничного слоя  $\delta \sim Re^{-1/2}$  [5].

Там же, на фиг. 2, нанесены результаты измерений по определению коэффициента расхода, приведенные в [1, 6]. Экспериментальные данные с нечетными номерами соответствуют  $\text{N}_2$ , с четными —  $\text{Ar}$ . Данные 5 —  $d_* = 1$  мм,  $R_s/R_* = 20$  [1]; 6 —  $d_* = 1$  мм,  $R_s/R_* = 2$  [1]; 7 —  $d_* = 2$  мм,  $R_s/R_* = 4.42$  [6]. Видно, что эти данные близки к результатам, полученным в настоящей работе для сопл с  $d_* = 0.45, 0.6$  мм и  $R_s/R_* = 8-10$ .

Из фиг. 2 также следует, что влияние геометрического фактора  $R_s/R_*$  на  $\mu$  при  $Re > 10^3$  незначительно. При  $Re < 10^3$  изменение  $R_s/R_*$  от 2 до 20 приводит к уменьшению  $\mu$ . Например, при  $Re \approx 50$   $\mu$  уменьшается до  $\sim 25\%$ .

На той же фиг. 2 представлены расчетные кривые: а — для рассматриваемого случая ( $d_* = 0.5$  мм,  $R_s/R_* = 10$ ); б, в, г — результаты расчета, приведенные в [1, 6]. Коэффициент расхода определялся по формуле [1]

$$(1.1) \quad \mu = \left( \frac{R_s + 0.05R_*}{R_s + 0.75R_*} \right)^{0.019} \left[ 1 - \left( \frac{R_s + 0.1R_*}{R_*} \right)^{0.21} \left( \frac{1}{Re} \right)^{1/2} f(k) \right]$$

где  $f(k) \approx 0.97 + 0.86k$ .

Из графиков следует, что расчетные кривые находятся в неплохом соответствии с экспериментом.

Зависимость эффективности сопла  $\xi$  от температуры торможения газа  $T_0$  и числа Рейнольдса при  $T_0 = 300^\circ \text{K}$  для  $d_* = 1$  мм представлена на фиг. 3. Экспериментальные данные 1 соответствуют смеси газов (25%  $\text{N}_2 + 75\% \text{H}_2$ ), данные 2 —  $\text{N}_2$ . Как видно, при увеличении температуры газа от 300 до  $700^\circ \text{K}$  эффективность сопла при истечении азота и смеси газов (25%  $\text{N}_2 + 75\% \text{H}_2$ ), отличающихся коэффициентом вязкости в  $\sim 2$  раза, одинакова и уменьшается незначительно. При дальнейшем увеличении температуры газа до  $\sim 1550^\circ \text{K}$  эффективность сопла уменьшается сильнее, причем у азота, обладающего большей вязкостью,  $\xi$  снижается до  $\sim 10\%$  по сравнению с  $\xi$  при  $300^\circ \text{K}$ , а у смеси до  $\sim 5\%$ .

На той же фиг. 3 (кривая 3) приведены результаты расчета эффективности сопла по отношению  $\xi = \langle \gamma_c \rangle / \langle \mu \rangle$  [7]. Величины  $\gamma_c$  и  $\mu$  брались из эксперимента (фиг. 1, 2) и осреднялись по результатам нескольких замеров. Соотношение между осредненными экспериментальными данными  $\gamma_c$  и  $\mu$  с точностью 0.3% аппроксимируется следующей формулой:

$$(1.2) \quad \xi = 0.56 Re^{0.0627}$$

На фиг. 3 нанесены также экспериментальные данные (кривая 4) сопла с  $d_* = 2$  мм для азота при  $T_0 = 1100^\circ \text{K}$  [4].

Из сравнения этих кривых видно, что хотя кривая 4 легка несколько ниже кривой 3 (за счет большей вязкости при  $T_0 = 1100^\circ \text{K}$ ), данные измерений в [4] практически совпадают с результатами, полученными в настоящей работе. Поэтому формулу (1.2) можно рекомендовать для расчета эффективности малоразмерных сопел в диапазоне чисел  $200 < Re < 7 \cdot 10^3$ .

Тогда коэффициент импульса  $\gamma_c$  можно определить как

$$(1.3) \quad \gamma_c = 0.56 Re^{0.0627} \left( \frac{R_s + 0.05R_*}{R_s + 0.75R_*} \right)^{0.019} \left[ 1 - \left( \frac{R_s + 0.1R_*}{R_*} \right)^{0.21} \left( \frac{1}{Re} \right)^{1/2} f(k) \right]$$

Результаты расчета по формуле (1.3) приведены на фиг. 1 (кривая а).

Поступила 3 II 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kuluva N. M., Hosack G. A. Supersonic nozzle discharge coefficients at low Reynolds numbers. AIAA Journal, 1974, vol. 9, No. 9. (Рус. перев.: Коэффициент расхода сверхзвукового сопла при малых числах Рейнольдса. Ракетная техника и космонавтика, 1974, т. 9, № 9.)
2. Романенко П. Н. Гидродинамика и теплообмен в пограничном слое. М., «Энергия», 1974.

3. Cohen C. B., Reshotko E. The compressible laminar boundary layer with heat transfer and arbitrary pressure gradient. Nat. Advis. Comm. Aeronaut., Rept No. 1294, 1956.
4. Murch C. K., Broadwell J. E., Silver A. H., Marcisz T. J. Low-thrust nozzle performance. AIAA paper, 1968, No. 68-91.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
6. Smetana F. O. Convergent-divergent nozzle discharge characteristics in the transition Regime between free molecule and continuum flow. ASME paper, 1963, No. 63-WA-94.
7. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М., «Энергия», 1974.

УДК 532.526.2 : 536.24

### ЛАМИНАРНЫЙ ТЕПЛОБМЕН В ОКРЕСТНОСТИ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ТОЧКИ ТОРМОЖЕНИЯ

А. Б. ЛЕСИН

(Москва)

Рассматривается ламинарный пограничный слой на преграде в окрестности точки торможения пространственного несжимаемого потенциального потока, несимметричного относительно этой точки (например, при наклонном падении струи на преграду). Влияние сжимаемости исследуется на примере плоского дозвукового течения. Решение в малой окрестности точки торможения получено разложением в ряды по продольной координате, а для большой окрестности — методом локального подобия. Показано, что в этом случае в отличие от симметричного течения [1, 2] максимум теплового потока не совпадает с точкой торможения.

1. Будем рассматривать пространственное течение, симметричное относительно некоторой плоскости, например наклонное падение на плоскость осесимметричной струи. Пусть  $U_\infty$  — скорость потока до взаимодействия с преградой,  $q_0$  — тепловой поток в точке торможения,  $d$  — некоторый характерный размер (ширина струи или радиус кривизны тела),  $xd, yd, zd$  — декартова система координат, ось  $z$  которой направлена перпендикулярно плоскости симметрии, ось  $x$  — вдоль стенки, а ось  $y$  — по нормали к ней,  $uU_\infty, vU_\infty, wU_\infty$  — составляющие скорости,  $qq_0$  — тепловой поток на преграде,  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $Pr$  — число Прандтля,  $M$  — число Маха,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $HN_e$  — энтальпия торможения. Индекс  $e$  отвечает параметрам на внешней границе пограничного слоя, индексы  $w, \infty$  — соответственно параметрам на стенке и в невозмущенном потоке, индексы 0, 1 — параметрам заторможенного вязкого и невязкого течений, а индекс 2 — параметрам в точке максимума теплового потока.

Разложим компоненты скорости невязкого течения в степенной ряд и отбросим члены третьего порядка

$$(1.1) \quad u_e = ax + cx^2, \quad w_e = amz, \quad v_e = by - 2cxy.$$

Здесь опущены квадратичные по  $y$  члены, так как это разложение рассматривается только на границе пограничного слоя, квадратом толщины которого пренебрегаем. Разложение (1.1) удовлетворяет условию потенциальности течения и его симметричности по  $z$  и условию непротекания на преграде. Уравнение неразрывности выполняется при

$$(1.2) \quad a(1+m) + b = 0$$

Коэффициент разложения  $a$  равен градиенту скорости в точке торможения в плоскости симметрии, отношение  $c/a$  характеризует степень несимметричности течения, а параметр  $m$  — пространственные свойства потока (например, в осесимметричном течении  $m=1$ , а в плоском  $m=0$ ).

Рассмотрим теперь пограничный слой в окрестности точки торможения. Компоненты скорости можно представить в виде, удовлетворяющем уравнению неразрывности

$$(1.3) \quad u = ax\varphi'(\eta) + cx^2g'(\eta), \quad w = amz\psi'(\eta)$$

$$v = -\sqrt{\frac{a}{\text{Re}}} (\varphi + m\psi) - \frac{2cx}{\sqrt{a\text{Re}}} g, \quad \text{Re} = \frac{U_\infty d \rho_1}{\mu_1}$$

Здесь  $\eta = \sqrt{a \text{Re}} y$ , а функции  $\varphi, \psi, g$  должны удовлетворять условиям, полученным из гладкого сопряжения пограничного слоя с невязким течением и из прилипа-