

УДК 621.527.4/.5

К РАСЧЕТУ ПЕРВОГО КРИТИЧЕСКОГО РЕЖИМА СВЕРХЗВУКОВОГО ГАЗОВОГО ЭЖЕКТОРА С КОНИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ СМЕШЕНИЯ

В.Г. Цегельский

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

e-mail: user46@post.ru

В ранее опубликованных работах теоретическим и экспериментальным путем была показана возможность реализации в сверхзвуковых газовых эжекторах с конической камерой смешения при одном и том же коэффициенте эжекции двух различных критических режимов работы, отличающихся структурой течения потоков в камере смешения. Экспериментально был получен КПД эжектора на первом критическом режиме, существенно превышающий КПД на втором критическом режиме. В работе приведены расчетная модель и методика расчета коэффициента эжекции для первого критического режима работы эжектора, позволяющая определить максимально возможное значение этого коэффициента в точке перехода первого критического во второй критический режим. Получено удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментом.

Ключевые слова: газовый эжектор, коническая камера смешения, критический режим.

ON CALCULATION OF THE FIRST CRITICAL MODE OF SUPERSONIC GAS EJECTOR WITH CONICAL MIXING CHAMBER

V.G. Tsegel'skiy

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

e-mail: user46@post.ru

It has been shown theoretically and experimentally in earlier publications that two different critical modes of operation can be implemented in supersonic gas ejectors with conical mixing chamber at the same ejection coefficient (the modes vary in a structure of the mixing chamber flow). The ejector efficiency for the first critical mode is experimentally obtained, which is considerably higher than the ejector efficiency for the second critical mode. Design model and methods for calculation of ejection coefficient for the first critical mode of ejector operation are given which allow the maximal possible value of the ejection coefficient to be determined at the point of transition from the first critical mode to the second one. Satisfactory agreement between results of calculations and experiment is obtained.

Keywords: gas ejector, conical mixing chamber, critical mode.

Первым критическим режимом работы газового эжектора с конической камерой смешения (КС) в соответствии с работой [1] называют режим, при котором пассивный поток газа достигает скорости звука в одном из сечений начального участка КС. В работе [2] показано, что на первом критическом режиме можно получить более высокий КПД

эжектора, чем на втором критическом режиме. В работе [3] достигнут максимальный КПД эжектора на первом критическом режиме, в 1,55 раза превышающий максимальный КПД на втором критическом режиме.

В работе [1] приведены расчетные зависимости для определения коэффициента эжекции на первом критическом режиме, полученные в предположении, что сечение запирания, в котором пассивный поток достигает скорости звука, не выходит за пределы входного цилиндрического участка конической КС. Если в конической КС отсутствует входной цилиндрический участок или он имеет такую длину, при которой сечение запирания будет располагаться в ее конической части, значение коэффициента эжекции, рассчитанное для рассматриваемого режима на основании работы [1], будет завышенным. Это связано с тем, что площадь, занимаемая пассивным потоком газа в сечении запирания, в силу сужения начального участка КС будет меньше используемой в расчете по [1].

На рис. 1 приведена схема течения потоков на начальном участке конической КС соответствующая первому критическому режиму работы. Сверхзвуковая струя активного газа с давлением в потоке P_{a1} , превышающим давление окружающего пассивного газа $P_{п1}$, истекает из сопла с площадью среза F_{a1} в коническую КС, имеющую угол сужения $\alpha_{КС}$ и начальный цилиндрический участок длиной l_1 . При этом струя активного газа, расширяясь, поджимает дозвуковой поток пассивного газа, который движется с ускорением по сужающемуся каналу, ограниченному стенкой КС и границей сверхзвуковой струи. Расширение продолжается до тех пор, пока не сравняются статические давления на границе этих двух потоков. При этом минимальное значение статического давления и максимальная скорость пассивного

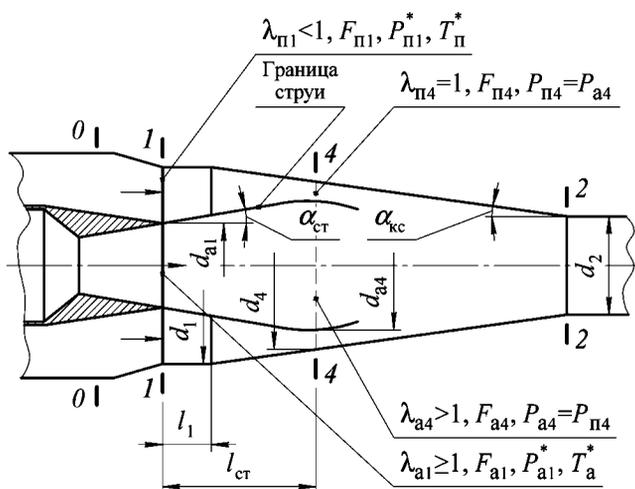


Рис. 1. Расчетная схема течения потоков в начальном участке конической КС при истечении из сопла недорасширенной струи активного газа

газа, равная скорости звука, достигается на некотором расстоянии $l_{сг}$ от среза сопла, там, где площадь расширяющейся сверхзвуковой струи становится наибольшей. Это сечение 4–4 на рис. 1 называют сечением запираания, так как в случае уменьшения за ним противодавления не изменяется картина течения потоков между входным сечением 1–1 камеры смешения и сечением запираания 4–4, а значит не изменяется при этом и коэффициент эжекции K , равный отношению массового расхода пассивного газа $G_{п}$ к массовому расходу активного газа G_a . Знание параметров активного и пассивного потоков в сечении запираания необходимо для определения коэффициента эжекции на первом критическом режиме работы эжектора.

Найдем соотношение между параметрами потоков во входном сечении 1–1 камеры смешения и сечением запираания 4–4 (см. рис. 1). При этом считаем, что из расчета сверхзвукового сопла заданной геометрии известно полное давление P_{a1}^* , температура торможения T_a^* и приведенная скорость λ_{a1} активного газа на срезе сопла, совмещенного с входным сечением КС. Приведенная скорость $\lambda = V/a_k$ представляет собой отношение истинной скорости V к его критической скорости:

$$a_k = \sqrt{\frac{2n}{n+1}RT^*}, \quad (1)$$

где n — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; T^* — температура торможения газа. Известно также полное давление $P_{п1}^*$, температура торможения $T_{п1}^*$ пассивного газа во входном сечении 1–1 камеры смешения с заданной геометрией и состав смешивающихся газов. Здесь и далее параметры активного газа отмечены в нижнем индексе буквой a , параметры пассивного газа — буквой “п”, а цифрой — сечение эжектора, к которому относится параметр. В верхнем индексе * обозначает параметр изэнтропически заторможенного потока. Все обозначения, приведенные в настоящей статье, полностью соответствуют обозначениям, принятым в работах [1–3].

Предполагаем, что активный и пассивный газы на участке между сечениями 1–1 и 4–4 не смешиваются и их полные давления, температуры торможения и расходы остаются постоянными. Данное допущение весьма близко к действительной картине течения в силу того, что сверхзвуковая струя, в отличие от дозвуковой, имеет повышенную устойчивость к размыванию ее границ при истечении в газовое пространство и поэтому имеет практически непроницаемую для пассивного потока границу на расстоянии нескольких калибров от сопла. Кроме того, считаем, что потоки активного и пассивного газов в сечении запираания 4–4 являются одномерными, т.е. имеют постоянные по сечению параметры. Также пренебрегаем силой трения потока о стенку на рассматриваемом участке КС. Все это позволяет применять

для расчета каждого из этих потоков соотношения, используемые при расчете течения газа в идеальном сопле.

Воспользуемся при расчете допущением о равенстве статических давлений смешиваемых газов в сечении запирания, впервые введенным в работе [4] для эжекторов с цилиндрической КС. В работе [5] показано, что это простейшее предположение не приводит к существенному расхождению с экспериментальными данными для эжекторов с цилиндрической КС, причем количественное различие между результатами расчетов и экспериментом тем меньше, чем меньше отношение полных давлений смешиваемых газов и чем больше коэффициент эжекции.

При определении параметров газовых потоков на срезе сопел и расчета течения потоков на начальном участке КС удобно пользоваться известными газодинамическими функциями [5]:

$$\pi(\lambda) = \frac{P}{P^*} = \left(1 - \frac{n-1}{n+1}\lambda^2\right)^{\frac{n}{n-1}}; \quad (2)$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho^*} = \left(1 - \frac{n-1}{n+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (3)$$

Эти функции определяют отношения давления P и плотности ρ в потоке газа к полному давлению P^* и плотности ρ^* изоэнтропически заторможенного газа.

Зная приведенную скорость λ_{a1} на срезе сопла и используя приведенные допущения, найдем значение приведенной скорости активного потока λ_{a4} в сечении запирания.

Учитывая, что в сечении запирания $\lambda_{п4} = 1$, используя (2) и принятое допущение $P_{п4}^* = P_{п1}^*$, определяем давление пассивного потока в сечении 4-4:

$$P_{п4} = P_{п1}^* \left(\frac{2}{n_{п} + 1}\right)^{\frac{n_{п}}{n_{п}-1}}. \quad (4)$$

Используя допущение о равенстве статических давлений смешиваемых потоков в сечении запирания $P_{п4} = P_{a4}$ и формулу (2), запишем

$$P_{п4} = P_{a1}^* \left(1 - \frac{n_a - 1}{n_a + 1}\lambda_{a4}^2\right)^{\frac{n_a}{n_a - 1}}.$$

Решая это уравнение, находим приведенную скорость активного потока в сечении запирания:

$$\lambda_{a4} = \sqrt{\frac{n_a + 1}{n_a - 1} \left[1 - \left(\frac{P_{п4}}{P_{a1}^*}\right)^{\frac{n_a - 1}{n_a}}\right]}. \quad (5)$$

Диаметр d_{a4} сверхзвуковой активной струи в сечении запираания найдем из уравнения сохранения расхода активного потока на участке КС между сечениями 1–1 и 4–4 (см. рис. 1)

$$\rho_a^* \varepsilon (\lambda_{a1}) a_{ка} \lambda_{a1} F_{a1} = \rho_a^* \varepsilon (\lambda_{a4}) a_{ка} \lambda_{a4} F_{a4}, \quad (6)$$

где F_{a1}, F_{a4} — площади, занимаемые активным потоком газа в сечениях 1–1 и 4–4 камеры смешения, $a_{ка}$ — критическая скорость активного газа. Из уравнения (6), используя формулу (3), находим

$$d_{a4} = d_{a1} \sqrt{\frac{\lambda_{a1} \left(1 - \frac{n_a - 1}{n_a + 1} \lambda_{a1}^2\right)^{\frac{1}{n_a - 1}}}{\lambda_{a4} \left(1 - \frac{n_a - 1}{n_a + 1} \lambda_{a4}^2\right)^{\frac{1}{n_a - 1}}}},$$

где d_{a1} — диаметр выходного сечения сопла активного газа.

Для определения соотношений между параметрами пассивного потока газа в сечении запираания 4–4 и выходным сечением 1–1 камеры смешения необходимо знание площади $F_{п4}$, занимаемой этим потоком в сечении запираания. Пассивный поток течет в кольцевом сужающемся канале, образованном стенкой конической КС и границей расширяющейся сверхзвуковой активной струи (см. рис. 1). Для определения угла расширения активной струи $\alpha_{ст}$, образованной границей этой струи с направлением потока, истекающего из сопла, воспользуемся рекомендованной в работе [6] приближенной зависимостью

$$\alpha_{ст} = A (\lambda_{a4}^3 - \lambda_{a1}^3), \quad (7)$$

где A — постоянный коэффициент.

В рассматриваемом случае дозвуковой попутный поток пассивного газа, в который истекает недорасширенная сверхзвуковая струя активного газа, является ускоряющимся до скорости звука потоком, ограниченным стенкой КС. Поэтому коэффициент A в формуле (7) должен отличаться от приведенного в работе [6], полученного для случая истечения недорасширенной струи в свободное пространство. Как будет показано далее, удовлетворительное согласование результатов расчета параметров первого критического режима работы рассматриваемого эжектора с представленным экспериментом достигается при коэффициенте $A = 2,2$.

Расстояние $l_{ст}$ от среза активного сопла до сечения запираания (см. рис. 1) определим по формуле

$$l_{ст} = \frac{d_{a4} - d_{a1}}{2 \operatorname{tg} \alpha_{ст}}. \quad (8)$$

Если расстояние $l_{ст}$ будет меньше (равно) расстояния l_1 (см. рис. 1), то сечение запираания будет располагаться на входном цилиндричес-

ком участке конической КС диаметра d_1 . В этом случае коэффициент эжекции при работе эжектора на первом критическом режиме может, например, рассчитываться также с использованием уравнений, приведенных в работе [1]. Если l_{CT} будет больше l_1 , то сечение запираания будет располагаться в конической части КС. В этом случае для определения коэффициента эжекции на первом критическом режиме необходимо знать площадь, занимаемую пассивным потоком в сечении запираания для последующего расчета его расхода. Для этого определим диаметр d_4 сечения запираания конической КС, расположенного на расстоянии l_{CT} от входа в нее (см. рис. 1):

$$d_4 = d_1 - 2(l_{\text{CT}} - l_1) \operatorname{tg} \alpha_{\text{КС}}, \quad (9)$$

где $\alpha_{\text{КС}}$ — угол конусности КС.

Если окажется, что $d_4 \leq d_{a4}$, то реализуется режим запираания эжектора, при котором расширяющаяся активная струя достигает стенок КС, и для протекания пассивного потока не остается площади в сечении запираания КС. В этом случае коэффициент эжекции, согласно теории, становится равным нулю. Однако в эксперименте наблюдается отсос некоторого количества пассивного газа.

Если $d_4 > d_{a4}$, то пассивный поток в сечении запираания 4–4 занимает площадь

$$F_{\text{п4}} = \frac{\pi}{4} (d_4^2 - d_{a4}^2). \quad (10)$$

Расход пассивного потока, используя формулы (1), (3), уравнение состояния идеального газа и учитывая, что в сечении запираания $\lambda_4 = 1$, запишем

$$G_{\text{п}} = \rho_{\text{п4}} \lambda_{\text{п4}} a_{\text{кп}} F_{\text{п4}} = \frac{P_{\text{п1}}^* F_{\text{п4}}}{\sqrt{R_{\text{п}} T_{\text{п}}^*}} \sqrt{n_{\text{п}} \left(\frac{2}{n_{\text{п}} + 1} \right)^{\frac{n_{\text{п}} + 1}{n_{\text{п}} - 1}}}. \quad (11)$$

Расход активного потока газа через сверхзвуковое сопло находим по известной формуле (см., например, [1]):

$$G_a = \frac{\nu_{\text{ак}} P_{a0}^* a_{\text{ка}} f_a F_{a1}}{R_a T_a^*} \left(\frac{2}{n_a + 1} \right)^{\frac{1}{n_a - 1}}, \quad (12)$$

где $\nu_{\text{ак}}$ — коэффициент потерь полного давления для дозвукового участка сопла; $f_a = F_{\text{кр}}/F_{a1}$ — степень расширения сверхзвукового сопла; $F_{\text{кр}}$ — площадь критического сечения сопла; $P_{a0}^* = P_{a1}^*/\nu_a$ — полное давление активного газа на входе в сопло (ν_a — коэффициент потерь полного давления в сверхзвуковом сопле). После этого определяется коэффициент эжекции K_1 для сверхзвукового газового эжектора при его работе на первом критическом режиме $K_1 = G_{\text{п}}/G_a$.

Для расчета по уравнениям эжекции, приведенным в работе [1], параметров смеси газов в выходном сечении конической КС при работе

эжектора на первом критическом режиме необходимо знать приведенную скорость $\lambda_{п1}$ пассивного потока на входе КС. Для этого уравнение сохранения расхода пассивного потока между сечениями 1–1 и 4–4, используя приведенные допущения и учитывая, что $\lambda_{п4} = 1$, после сокращений запишем в виде

$$\lambda_{п1} \left(1 - \frac{n_{п1} - 1}{n_{п1} + 1} \lambda_{п1}^2 \right)^{\frac{1}{n_{п1}-1}} = \frac{F_{п4}}{F_{п1}} \left(\frac{2}{n_{п1} + 1} \right)^{\frac{1}{n_{п1}-1}}, \quad (13)$$

где $F_{п1}$ — площадь, занимаемая пассивным потоком в сечении 1–1 камеры смешения. Решая уравнение (13), находим $\lambda_{п1}$. После этого, используя (2), определяем давление $P_{п1}$ пассивного потока в сечении 1–1 камеры смешения. Полное давление этого потока на входе в эжектор (в сечении 0–0 на рис. 1) запишем $P_{п0}^* = P_{п1}^* / \nu_{п1}$, где $\nu_{п1}$ — коэффициент потерь полного давления в сопле пассивного газа.

Согласно работе [1] первый критический режим может существовать только до определенных значений $P_{п0}^*$, при которых на начальном участке камеры смешения будет сохраняться картина течения смешивающихся газов, соответствующая первому критическому режиму (см. рис. 1). При приближении режима истечения активного газа из сверхзвукового сопла к расчетному наступает момент, когда разрушается установившаяся картина течения смешивающихся газов на начальном участке камеры смешения и эжектор резко переходит с первого критического режима работы на второй критический. Значение полного давления пассивного газа на входе в эжектор $P_{1-2 \max}^*$, при котором давление в потоке $P_{п1}$ принимает значение $P_{а1}$, будем называть максимально возможным давлением, а соответствующий ему коэффициент эжекции $K_{1 \max}$ — максимально возможным коэффициентом эжекции, до которого могут реализоваться первые критические режимы. Задаваясь рядом значений полного давления пассивного газа $P_{п1}^*$ и приводя расчеты с использованием приведенных ранее формул можно построить зависимость $P_{п0}^* = f(K_1)$ для первого критического режима работы эжектора. Данная зависимость теоретически может быть реализована только до коэффициента эжекции $K_{1 \max}$, которому соответствует давление $P_{1-2 \max}^*$.

В работе [3] приведены экспериментальные режимные характеристики для ряда сверхзвуковых газовых эжекторов с конической КС. Режимная характеристика для эжектора заданной геометрии представляет собой зависимость $P_{п0}^* = f(K)$, построенную при постоянном противодавлении ($P_{С3}^* = \text{const}$) на выходе из эжектора меньшем полного давления смеси газов на начальном критическом режиме его работы. При построении этой характеристики остаются постоянными следующие параметры на входе в эжектор: $P_{а0}^*$; T_a^* ; $T_{п1}^*$; состав активного и пассивного газов.

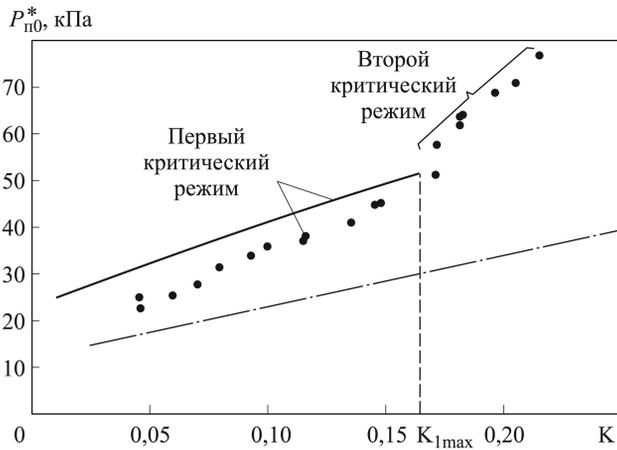


Рис. 2. Режимная характеристика эжектора с $\bar{l}_{КС} = 2,75$:

● — эксперимент; — — расчет; - - - - - расчет по [1]; $P_{a0}^* = 5,14$ МПа; $T_a^* = T_{п}^* = 275$ К

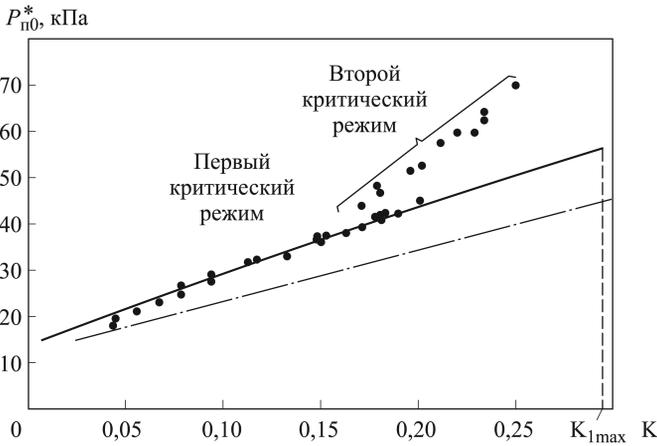


Рис. 3. Режимная характеристика эжектора с $\bar{l}_{КС} = 4,75$:

● — эксперимент; — — расчет; - - - - - расчет по [1]; $P_{a0}^* = 5,21$ МПа; $T_a^* = T_{п}^* = 267$ К

На рис. 2. . . 6 приведены экспериментальные режимные характеристики пяти эжекторов, отличающихся один от другого только длиной $l_{КС}$ конической КС, изменяющейся в диапазоне $\bar{l}_{КС} = 2,75 \dots 9,95$, где $\bar{l}_{КС} = l_{КС}/d_2$ — относительная длина КС. Основные геометрические параметры исследованных эжекторов, так же как и методика построения экспериментальных характеристик, приведены в работе [3]. Геометрические размеры одного из них с $\bar{l}_{КС} = 6,45$ приведены на рис. 4, а. Все экспериментально исследованные эжекторы имели одинаковый диффузор с диаметром горловины $d_2 = 20$ мм и длиной $l_{гор} = 95$ мм, начальный цилиндрический участок конической КС диаметром $d_1 = 30$ мм и длиной $l_1 = 14$ мм, одно и то же центральное сверхзвуковое сопло активного газа (воздуха) и одну и ту же приемную камеру пассивного газа (см. рис. 4, б), в которую через боковое

отверстие диаметром 9 мм поступал пассивный газ из воздушной рамп-пы по магистрали с мерной сверхзвуковой шайбой и редуцирующим клапаном.

На экспериментальных режимных характеристиках, приведенных черными точками на рис. 2... 6, выделяются два участка. Верхний

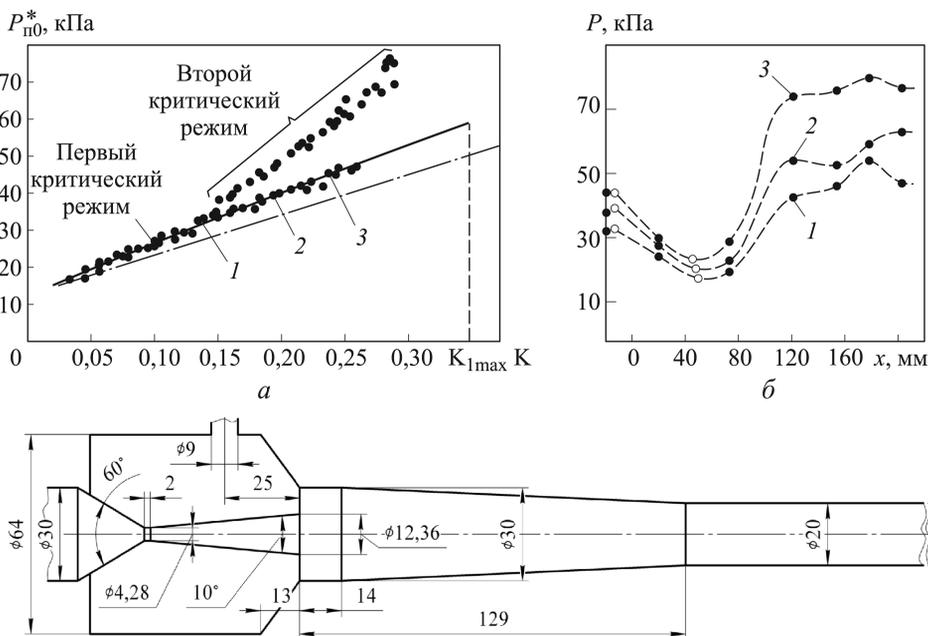


Рис. 4. Режимная характеристика (а) и распределение давления (б) эжектора с $\bar{l}_{KC} = 6,45$:

● — эксперимент; — — расчет; - - - - расчет по [1]; ○ — расчетные точки; $P_{a0}^* = 5,12$ МПа; $T_a^* = T_{п}^* = 271$ К

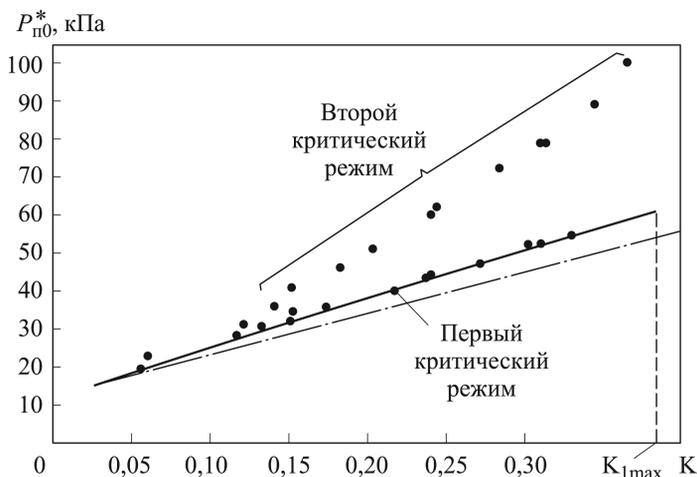


Рис. 5. Режимная характеристика эжектора с $\bar{l}_{KC} = 8,15$:

● — эксперимент; — — расчет; - - - - расчет по [1]; $P_{a0}^* = 5,08$ МПа; $T_a^* = T_{п}^* = 274$ К

участок соответствует работе эжектора на втором критическом режиме, а нижний участок — на первом критическом режиме. Каждому из двух критических режимов соответствует свой характерный профиль распределения давления на стенке по длине КС. На рис. 4, б представлено распределение давления на стенке по длине КС и горловине диффузора для эжектора с $\bar{l}_{КС} = 6,45$ при его работе на первом критическом режиме. Номера кривых распределения давления на рис. 4, б соответствуют номерам точек на режимной характеристике (рис. 4, а), в которых замерялось распределение давления.

Нанесем на рис. 2... 6 расчетные зависимости $P_{п0}^* = f(K_1)$ для первого критического режима работы. При определении соотношений между параметрами потоков активного и пассивного газов во входном и выходном сечениях сопл считаем, как и в работе [1], течение газов в них изэнтропическим и одномерным. Потери полных давлений в соплах определяем с помощью введения коэффициентов. Для сверхзвукового конического сопла активного газа с $\lambda_{a1} = 2,1$ принимаем коэффициенты потерь полного давления $\nu_{ак} = 0,99$ и $\nu_a = 0,909$, которому соответствует коэффициент скорости $\varphi_a = 0,995$. Для дозвукового сопла пассивного газа принимаем коэффициент скорости $\varphi_{п} = 0,99$. Из сопоставления результатов эксперимента (точки) с расчетами (сплошная линия) по приведенным в работе формулам следует, что на расчетные зависимости $P_{п0}^* = f(K_1)$, построенные для каждого эжектора, хорошо ложатся экспериментальные точки режимной характеристики, соответствующие первому критическому режиму. На рис. 2... 6 также нанесены расчетные значения максимально возможных коэффициентов эжекции K_{1max} , соответствующих расчетным значениям P_{1-2max}^* , до которых могут реализоваться первые критические режимы работы сверхзвукового эжектора с заданной геометрией конической КС. Видно, что при оптимальной длине конической

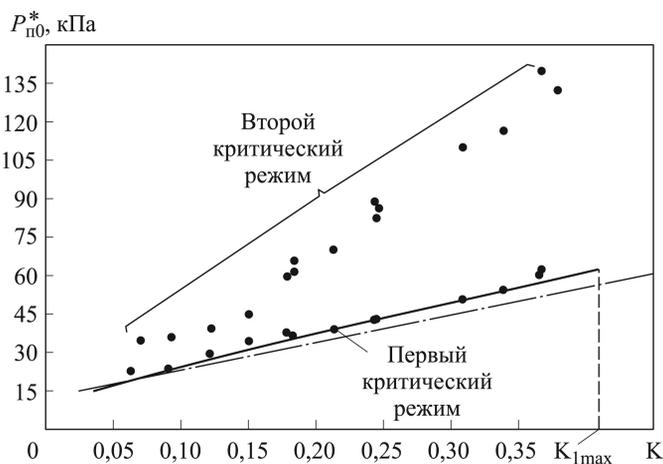


Рис. 6. Режимная характеристика эжектора с $\bar{l}_{КС} = 9,95$:

● — эксперимент; — — расчет; - - - - расчет по [1]; $P_{a0}^* = 5,14$ МПа; $T_a^* = T_{п}^* = 267$ К

КС (см. рис. 6) экспериментальные значения максимально возможного коэффициента эжекции и соответствующего ему полного давления пассивного газа на первом критическом режиме близки к расчетным. С уменьшением длины камеры смешения ($\bar{l}_{КС}$) отличие экспериментально достигнутого значения коэффициента эжекции на первом критическом режиме от максимально возможного значения, полученного расчетным путем, увеличивается. Однако при очень коротких длинах конических КС (см. рис.2) экспериментальные и расчетные значения $K_{1\max}$ и $P_{1-2\max}^*$ становятся опять близкими. На рис. 2...6 штрихпунктирной линией нанесены также расчетные зависимости полученные по [1] при допущении, что сечение запираения не выходит за пределы входного цилиндрического участка конической КС. Видно, что чем длиннее коническая КС, тем ближе результаты расчета по [1] согласуются с экспериментом. Это связано с тем, что площадь сечения запираения, располагаясь даже в конической части КС, при увеличении ее длины все меньше отличается от площади входного цилиндрического участка.

На рис. 4, б приведены расчетные точки (светлые кружки) давления пассивного газа на входе в эжектор и в сечении запираения 4–4, расположенном на расстоянии $l_{ст}$ от входа в КС. Расчеты выполнены по приведенным ранее зависимостям для трех экспериментальных значений $P_{п0}^*$, соответствующих трем экспериментальным кривым распределения давления по длине проточной части эжектора, приведенным на рис. 4, б. Видно удовлетворительное согласование результатов расчета (светлые кружки) с экспериментом (штриховая линия с точками).

Выводы. 1. Предложенная модель течения потоков активного и пассивного газов на первом критическом режиме работы эжектора и соответствующая ей методика расчета коэффициента эжекции для этого режима согласуются с результатами представленного эксперимента.

2. Экспериментальные точки режимных характеристик исследованных эжекторов, соответствующих первому критическому режиму работы, удовлетворительно ложатся на расчетные режимные характеристики.

3. Максимально возможный расчетный коэффициент эжекции, до которого может реализоваться первый критический режим работы, незначительно превышает экспериментально достигнутый коэффициент эжекции для эжектора с оптимальной длиной конической КС ($\bar{l}_{КС} = 9,95$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Цегельский В.Г. К теории газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения // Изв. вузов. Машиностроение. 2012. № 2. С. 46–71.

2. Цегельский В.Г., Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д. Экспериментально-теоретическое исследование режимов работы сверхзвуковых газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения // Изв. вузов. Машиностроение. 2012. № 3. С. 48–58.
3. Цегельский В.Г., Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д. Экспериментальное исследование влияния длины конической камеры смешения и горловины диффузора на характеристики сверхзвукового газового эжектора // Изв. вузов. Машиностроение. 2013. № 4. С. 30–44.
4. Милоншичиков М.Д., Рябинков Г.М. Газовые эжекторы больших скоростей // Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов: Тр. ЦАГИ. М., 1961. С. 5–32.
5. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. В. 2 ч. Ч. 1. 597 с.
6. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников и др. М.: Наука, 1984. 716 с.

REFERENCES

- [1] Tsegel'skiy V.G. On the theory of gas ejectors with cylindrical and conical mixing chamber. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Mashinost.* [Proc. Univ., Mech. Eng.], 2012, no. 2, pp. 46–71 (in Russ.).
- [2] Tsegel'skiy V.G., Akimov M.V., Safargaliev T.D. Experimental and theoretical investigation of operating modes of supersonic gas ejectors with cylindrical and conical mixing chamber. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Mashinost.* [Proc. Univ., Mech. Eng.], 2012, no. 3, pp. 48–58 (in Russ.).
- [3] Tsegel'skiy V.G., Akimov M.V., Safargaliev T.D. Experimental investigation of the influence of the length of the conical mixing chamber and a diffuser neck on characteristics of supersonic gas ejector. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Mashinost.* [Proc. Univ., Mech. Eng.], 2013, no. 4, pp. 30–44 (in Russ.).
- [4] Milionshchikov M.D., Ryabinkov G.M. Gas ejectors of high velocities. *Sb. Rabot TsAGI im. N.Ye. Zhukovskogo "Issledovanie sverkhzvukovykh gazovykh ezhektorov"* [Collect. Pap. Zhukovskiy Cent. Inst. Aero-Hydrodyn. "The study of supersonic gas ejector"], Moscow, TsAGI im. N.Ye. Zhukovskogo Publ., 1961, pp. 5–32 (in Russ.).
- [5] Abramovich G.N. *Prikladnaya gazovaya dinamika. V. 2 ch.* [Applied gas dynamic. In 2 parts]. Moscow, Nauka Publ., 1991. 597 p. (part 1).
- [6] Abramovich G.N., Girshovich T.A., Krasheninnikov S.Yu., Sekundov A.N., Smirnova I.P. *Teoriya turbulentykh struy* [The theory of turbulent jets]. Moscow, Nauka Publ., 1984. 716 p.

Статья поступила в редакцию 17.02.2014

Цегельский Валерий Григорьевич — д-р техн. наук, главный научный сотрудник НИИ ЭМ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области динамики многофазных сред и более 100 патентов десяти стран мира.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

V.G. Tsegel'skiy — Dr. Sci. (Eng.), chief researcher of the Research Institute for Power Machine Building of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of dynamics of multi-phase media and more than 100 patents of the ten world countries.

Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.