

УДК 553.697.5

А. Е. БОРОВЫХ

## ОДНОМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВОГО ЭЖЕКТОРА С ИЗОБАРИЧЕСКИМ СМЕШЕНИЕМ В ПРИЕМНОЙ КАМЕРЕ

На основе законов сохранения массы, импульса и энергии, с учетом изобарического смешения в приемной камере даны соотношения для расчета параметров эжектора при различных режимах работы, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. *Эжектор; изобарическое смешение; режимы работы; дроссельная характеристика*

### ВВЕДЕНИЕ

Газовые эжекторы, благодаря простоте и надежности, широко применяются в самых различных отраслях промышленности, в том числе в авиационной и ракетной технике. По организации процесса смесеобразования они делятся на два типа: 1) со смешением в цилиндрической камере; 2) с изобарическим смешением в приемной камере.

Основное отличие первого типа эжектора заключается в том, что выходное сечение рабочего сопла совмещено с входным сечением цилиндрической камеры смешения, а его внешняя кромка образует со стенкой камеры смешения суживающееся сопло. Результаты исследований С. А. Христиановича, М. Д. Миллионщикова, Г. М. Рябинкова и Ю. Н. Васильева позволили создать достаточно точную одномерную теорию газового эжектора с цилиндрической камерой смешения.

Принципиальная схема газового эжектора с изобарическим смешением представлена на рис. 1.

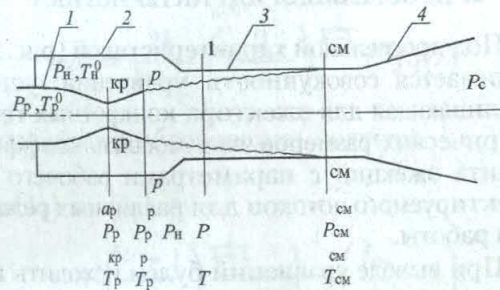


Рис. 1

Эжектор имеет: рабочее сопло 1, выходное сечение которого размещено на некотором расстоянии от входного сечения камеры

смешения; приемную камеру 2; цилиндрическую камеру смешения 3; диффузор 4. Величины  $P$ ,  $w$ ,  $f$ ,  $T$  — давление, скорость, площадь, температура в соответствующих сечениях.

Остановимся на основных исследованиях по созданию теории газового эжектора с изобарическим смешением.

В работе [1] изложена теория, основанная на предположении о том, что на режимах запыления эжектора в выходном сечении цилиндрической камеры смешения скорость потока всегда равна скорости звука ( $\lambda_{см} = 1$ ). Однако практика показывает, что такое ограничение не соответствует действительности, так как такой режим может реализовываться только как частный случай. Кроме того, для учета силового воздействия стенок входной части цилиндрической камеры в уравнение количества движения вводится дополнительный импульс, величина которого может быть получена только опытным путем.

В работе [2] при построении теории эжектора с изобарическим смешением его расчетная схема заменена на схему со смешением в цилиндрической камере, а отличие фактической рабочей модели от заимствованной компенсируется введением ряда эмпирических коэффициентов.

В перечисленных исследованиях не учитывался процесс изобарического смешения, который, как будет показано ниже, оказывает принципиальное влияние на характеристики эжектора.

Впервые теория газового эжектора с учетом процесса изобарического смешения была предложена В. С. Байковым, Ю. Н. Васильевым и Т. И. Орловой [3]. Основы теории приведены в [4]. В ней дроссельные характеристики получены совместным решением



уравнений импульсов, расхода и полного теплосодержания. Однако согласно [3], полученные уравнения дают заметное превышение по сравнению с опытными данными и объясняются тем, что не учтены потери на смешение.

Предложено предельный коэффициент эжекции определять из уравнений сохранения для изобарического участка струи между сечениями  $p-p$  и  $1-1$ , исходя из условия однородности и однородности осредненного потока, который в сечении  $1-1$  полностью заполняет поперечное сечение цилиндрической камеры смешения. Однако такой подход дает результат, существенно превышающий опытные значения, что вынудило авторов ввести эмпирический коэффициент площади струи, учитывающий неравномерность поля скоростей, что тем самым исключило возможность использовать этот метод расчета во всем возможном диапазоне изменения параметров и условий работы без дополнительных экспериментальных исследований.

## 1. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС И РЕЖИМЫ РАБОТЫ

Активный газ, истекающий из рабочего сопла, в приемной камере в сечении  $p-p$  приобретает давление, равное давлению в приемной камере ( $P_p = P_n$ ), и далее представляет собой изобарическую затопленную струю, которая присоединяет эжектируемый газ вследствие поперечного переноса количества движения. По мере удаления от сечения  $p-p$  масса присоединяемого газа увеличивается, площадь поперечного сечения возрастает, а скорость падает. Образовавшаяся смесь газов поступает в цилиндрическую камеру и во входном сечении  $1-1$  имеет весьма неравномерный профиль скоростей. В ядре струи скорость равна скорости рабочего газа в сечении  $p-p$ , а в пограничном слое меняется от скорости в ядре до нуля на внешней границе слоя смешения. Между сечениями  $1-1$  и см-см происходит переход от струйного течения к потоку с полным заполнением поперечного сечения, сопровождающийся выравниванием поля скоростей и повышением давления. В диффузоре происходит дальнейшее восстановление давления.

Рассмотрим работу эжектора в переменном режиме, варьируя противодавлением  $Z_c$  при постоянных давлениях в приемной камере  $P_n$  и рабочего газа  $P_p^0$  применительно к типовой дроссельной характеристике, представленной на рис. 2.

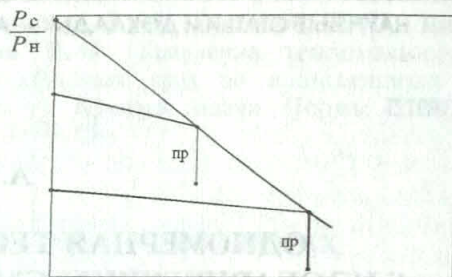


Рис. 2

Режим предельного разрежения реализуется при некотором максимальном значении противодавления  $P_{c0}$ , при котором коэффициент эжекции становится равным нулю. Дальнейшее повышение  $P_{c0}$  приводит к натеканию рабочего газа в приемную камеру. Данный режим на дроссельной характеристике отражается точками 1, 4 на оси ординат.

Допредельным называется режим, при котором уменьшение противодавления сопровождается возрастанием коэффициента эжекции. На дроссельной характеристике этот режим отражается наклонными линиями 1-2 и 4-5.

Предельный режим реализуется при некотором значении  $P_c$ , при котором достигается предельное значение коэффициента эжекции  $\sigma_{пр}$  и сохраняется постоянным при дальнейшем уменьшении  $P_c$ . На дроссельной характеристике этот режим отражается вертикальными линиями 2-3, 5-6.

Режим запираания наступает при значении  $\sigma_{max} = P_p^0 / P_n$ , когда рабочая струя заполняет все поперечное сечение цилиндрической камеры и коэффициент эжекции становится равным нулю. На дроссельной характеристике режим отражается точкой 7 на оси ординат.

## 2. ДРОССЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Под дроссельной характеристикой (рис. 2) понимается совокупность уравнений, устанавливающая для эжектора конкретных геометрических размеров взаимосвязь коэффициента эжекции с параметрами рабочего и эжектируемого потоков для различных режимов работы.

При выводе уравнений будем исходить из представлений одномерного адиабатического движения совершенного газа, пренебрегая скоростью эжектируемого потока в приемной камере. Рассматривается случай, когда рабочий и эжектируемый газы имеют одинаковый состав.



### 2.1. Режим предельного разрежения

Между сечениями  $p-p$  и  $cm-sm$  происходит переход от струйного течения рабочего газа к потоку с полным заполнением поперечного сечения цилиндрической камеры без присоединения эжектируемого газа. Увеличение площади поперечного сечения потока от  $f_p$  до  $f_{cm}$  является внезапным расширением и сопровождается скачкообразным изменением параметров [5].

Записывая уравнения расходов через статическое и полное давления для сечений  $p-p$  и  $cm-sm$  соответственно [6]

$$m_p = n_p \frac{P_H f_p y(\lambda_p)}{\sqrt{T_p^0}}, \quad (1)$$

$$m_{cm} = n_{cm} \frac{P_{co} f_{cm} y(\lambda_o)}{\sqrt{T_{cm}^0}} \quad (2)$$

и учитывая, что  $m_p = m_{cm}$ ,  $n_p = n_{cm}$ ,  $T_p^0 = T_{cm}^0$ , определим максимальную степень повышения давления на эжекторе  $\epsilon_o$  при коэффициенте эжекции  $u = 0$ :

$$\epsilon_o = \frac{P_{co}}{P_H} = \eta \frac{f_{кр}}{f_{cm}} \frac{\sigma}{q(\lambda_o)}, \quad (3)$$

где  $\eta$  — коэффициент, учитывающий потери на рабочем сопле, цилиндрической камере и диффузоре.

Приведенную скорость  $\lambda_o$  в сечении  $cm-sm$  при  $u = 0$  определим решением уравнения полных импульсов [6]

$$m_{cm} w_{cm} + P_{cm} f_{cm} - m_p w_p - P_H f_p = P_H (f_{cm} - f_p), \quad (4)$$

подставив в которое значения величин

$$mw + Pf = \frac{k+1}{2k} ma^* z(\lambda),$$

$$ma^* = \frac{2k}{k+1} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} P^0 f q(\lambda)$$

и проведя преобразования, получим

$$z(\lambda_o) = z(\lambda_p) + \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1}{y(\lambda_p)} \left( \frac{f_{cm}}{f_p} - 1 \right). \quad (5)$$

Записывая уравнения расхода через полные давления для сечений  $p-p$  и  $cm-sm$  и решая их совместно, с учетом условий  $m_p = m_{cm}$ ,  $n_p = n_{cm}$ ,  $T_p^0 = T_{cm}^0$  получим уравнение

для определения коэффициента восстановления полного давления

$$\nu_o = \frac{P_{co}}{P_p^0} = \eta \frac{f_{кр}}{f_{cm}} \frac{1}{q(\lambda_o)}. \quad (6)$$

Уравнения (3), (5), (6) позволяют определить параметры работы на режиме предельного разрежения и справедливы как для эжектора с изобарическим смешением, так и для варианта смешения в цилиндрической камере.

### 2.2. Допредельный режим

Записывая условие сохранения массы

$$m_{cm} = (1+u)m_p,$$

уравнение полного теплосодержания

$$m_{cm} c_p T_{cm}^0 = m_p c_p T_p^0 + m_H c_p T_H^0$$

и решая их совместно с уравнениями расхода (1), (2), определим степень повышения давления на эжекторе в случае присоединения эжектируемого газа:

$$\epsilon = \frac{P_c}{P_H} = \eta m_{cm} \frac{f_{кр}}{f_{cm}} \frac{\sigma}{q(\lambda_{cm})} \sqrt{(1+u)(1+u\Theta)}, \quad (7)$$

где  $\Theta = T_H^0 / T_p^0$ .

В уравнение (7) помимо коэффициента гидравлических потерь  $\eta$  дополнительно введен коэффициент потерь на смешение  $\eta_{cm}$ .

Действительно, исходя из условия сохранения количества движения при изобарическом смешении между сечениями  $p-p$  и  $1-1$  и полагая, что скорость потока в сечении  $1-1$  распределена равномерно, имеем  $w_p = (1+u)w_1$ . Переходя к кинетическим энергиям, получим, что ее потери при адиабатическом смешении определяются равенством  $E_p = E_1(1+u)$  и сопровождаются соответствующими потерями полного давления.

Реальный же процесс в камере смешения более сложен, поскольку процесс выравнивания профиля скоростей сопровождается повышением давления.

При работе эжектора в режиме предельного разрежения, иногда его называют режимом холостого хода, отсутствует присоединение эжектируемого газа, следовательно, отсутствуют потери на смешение. С другой стороны, при равенстве нулю коэффициента эжекции уравнение (7) трансформируется в уравнение (3).



Таким образом, коэффициент потерь на смешение можно определить отношением полных давлений восстановления

$$\eta_{см} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \sqrt{(1+u)(1+u\Theta)} \frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{см})}. \quad (8)$$

Подставляя отношение (8) в (7), окончательно получим

$$\varepsilon = \frac{P_c}{P_H} = \eta(1+u)(1+u\Theta) \times \frac{f_{кр}}{f_{см}} \frac{\sigma}{q(\lambda_{см})} \frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{см})}. \quad (9)$$

По аналогии с уравнением (5) можем записать:

$$z(\lambda_{см}) = \frac{\left[ z(\lambda_p) + \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1}{y(\lambda_p)} \left(\frac{f_{см}}{f_p} - 1\right) \right]}{\sqrt{(1+u)(1+u\Theta)}}. \quad (10)$$

### 2.3. Предельный режим

При некотором противодавлении образовавшаяся смесь газов в сечении 1-1 полностью заполняет поперечное сечение цилиндрической камеры смешения, т.е. происходит ее запираение, и дальнейшее понижение противодавления не влияет на величину предельного коэффициента эжекции.

Для нахождения отношений, определяющих работу эжектора на предельном режиме, определим параметры струи смеси газов в сечении 1-1.

Из общих положений теории турбулентных струй [7] следует, что процесс смесеобразования в приемной камере происходит на начальном участке струи, т.е. в сечении 1-1 она состоит из двух соосных потоков: ядра струи и пограничного слоя. Расчетная схема приведена на рис. 3, в соответствии с которой принято, что скорость в ядре струи равна  $w_p$ , а переменный профиль скорости в пограничном слое заменен осредненной скоростью  $w_1$ . Угол  $\alpha_2$  — угол наклона к направлению потока наружной границы слоя,  $\alpha_1$  — угол наклона внутренней границы слоя.

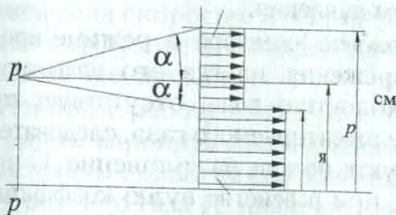


Рис. 3

Известно [7], что для сверхзвуковых затопленных струй с ростом числа Маха наблюдается уменьшение скорости нарастания толщины пограничного слоя. В результате происходит увеличение протяженности начального участка с соответствующим уменьшением углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . В настоящее время указанное влияние числа Маха в теории турбулентных струй не нашло удовлетворительного физического объяснения.

Поэтому при определении геометрических параметров соосных потоков в сечении 1-1 будем исходить из предположения о том, что как для сверхзвуковых, так и для дозвуковых струй сохраняется постоянным отношение [7]

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{R_{см} - R_p}{R_p - R_я} = 2,08. \quad (11)$$

Из отношения (11) определим площадь ядра струи

$$f_я = 2,19f_p - 1,42\sqrt{f_p f_{см}} + 0,23f_{см}. \quad (12)$$

На рис. 4 с использованием уравнения (12) графически отображены зависимости  $f(f_{см}/f_p) = 1 - f_я/f_p$  и  $f(f_{см}/f_p) = \left(1 - \frac{f_я}{f_p}\right) / \left(\frac{f_{см}}{f_p} - 1\right)$ , которые будут полезны при расчете параметров эжектора для предельного режима.

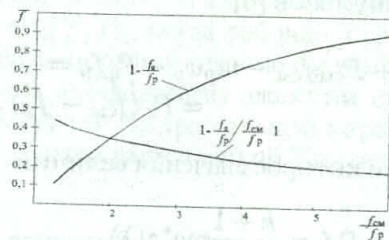


Рис. 4

Для определения осредненной скорости  $w_1$  рассмотрим совместно уравнения полных импульсов, расхода и полного теплосодержания для пограничного слоя. Записывая уравнение полных импульсов

$$m_1 w_1 + P_H(f_{см} - f_я) - m_{p1} w_p - P_H(f_p - f_я) = P_H(f_{см} - f_p)$$

и преобразуя его по аналогии с уравнениями (5), (10), получим



$$\begin{aligned} \sqrt{(1+u_1)(1+u_1\Theta)} &= \\ &= \left[ z(\lambda_p) + \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1}{y(\lambda_p)} \frac{f_{cm}/f_p - 1}{1 - f_a/f_p} \right] \times \\ &\quad \times \frac{1}{z(\lambda_1)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Записывая уравнения расхода для слоя смешения в сечении 1-1 и решая их совместно, определим

$$\sqrt{(1+u_1)(1+u_1\Theta)} = \frac{f_{cm}/f_p - 1}{1 - f_a/f_p} \frac{P_1^0 q(\lambda_1)}{P_p^0 q(\lambda_p)}.$$

При изобарическом смешении отношение  $P_1^0/P_p^0 = \pi(\lambda_p)/\pi(\lambda_1)$  отражает потери полного давления, с учетом которых условие неразрывности приводится к виду

$$\begin{aligned} \sqrt{(1+u_1)(1+u_1\Theta)} &= \\ &= \frac{f_{cm}/f_p - 1}{1 - f_a/f_p} \frac{y(\lambda_1)}{y(\lambda_p)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Приравняв правые части уравнений (13) и (14)

$$\begin{aligned} y(\lambda_1)z(\lambda_1) &= \\ &= \frac{1 - f_a/f_p}{f_{cm}/f_p - 1} y(\lambda_p)z(\lambda_p) + \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \end{aligned}$$

подставив выражения газодинамических функций  $z(\lambda_1)$  и  $y(\lambda_1)$  через приведенную скорость и проведя преобразования, получим уравнение

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{B-1}{1 + \frac{k-1}{k+1}B}}, \quad (15)$$

где  $B = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1-f_a/f_p}{f_{cm}/f_p-1} z(\lambda_p)y(\lambda_p) + 1$ .

Исходя из условия сохранения количества движения в изобарическом слое смешения, запишем

$$\sqrt{(1+u_1)(1+u_1\Theta)} = \lambda_p/\lambda_1. \quad (16)$$

Полагая, что по сечению  $f_p$  поле скоростей  $w_p$  равномерно, определим величину предельного коэффициента эжекции

$$u_{np} = u_1(1 - f_a/f_p). \quad (17)$$

Вычисленное по уравнениям (15), (16), (17) значение  $u_{np}$  совместно с уравнениями

(9) и (10) позволяет определить параметры в точке на дроссельной характеристике допредельного режима, в которой происходит переход на предельный режим работы.

Более простые соотношения для расчета  $u_{np}$  могут быть получены следующим образом. Приравняв правые части уравнений (14) и (16)

$$\lambda_1 y(\lambda_1) = \frac{1 - f_a/f_p}{f_{cm}/f_p - 1} \lambda_p y(\lambda_p),$$

подставив выражение функции  $y(\lambda_1)$  через приведенную скорость  $\lambda_1$  и проведя преобразования, определим

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{B_1}{1 + \frac{k-1}{k+1}B_1}}, \quad (18)$$

где  $B_1 = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1-f_a/f_p}{f_{cm}/f_p-1} \lambda_p y(\lambda_p)$ . Из уравнений (16) и (17), при равенстве температур торможения рабочего и эжектируемого газов ( $\Theta = 1$ ), следует

$$u_{np} = (\lambda_p/\lambda_1 - 1)(1 - f_a/f_p). \quad (19)$$

На рис. 5 приведены графики, построенные по уравнениям (12), (18), (19). Из графика следует, что  $u_{np}$  определяется геометрическим параметром эжектора и приведенной скоростью рабочего потока.

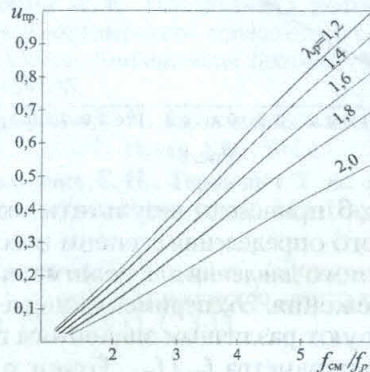


Рис. 5

### 2.4. Режим запирания

Условие, при котором рабочая струя заполняет все поперечное сечение цилиндрической камеры смешения, определяется равенством  $f_{кр}/f_{cm} = q(\lambda_p)$ .

Течение сверхзвукового газового потока в цилиндрическом канале сопровождается переходом от сверхзвукового режима к дозвуковому на участке протяженностью в несколько калибров, называемом псевдоскачком. При



этом соотношения параметров для псевдоскачка практически равны соотношениям для прямого скачка [8].

Пользуясь уравнениями расхода (1), (2) и учитывая, что  $\lambda_{см} = 1/\lambda_p$ ,  $m_p = m_{см}$ ,  $T_p^0 = T_{п}^0$ ,  $a_p^* = a_{см}^*$ , определим степень повышения давления на эжекторе

$$\varepsilon = \frac{P_c}{P_{п}} = \frac{y(\lambda_p)}{q(1/\lambda_p)} \quad (20)$$

и коэффициент восстановления полного давления

$$\nu = \frac{P_c}{P_p^0} = \frac{q(\lambda_p)}{q(1/\lambda_p)}. \quad (21)$$

### 3. СРАВНЕНИЕ

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

В данном разделе представлены результаты теоретического и экспериментального определения дроссельных характеристик воздуховоздушных эжекторов, у которых рабочий и эжектируемый воздух имеют одинаковую температуру торможения.

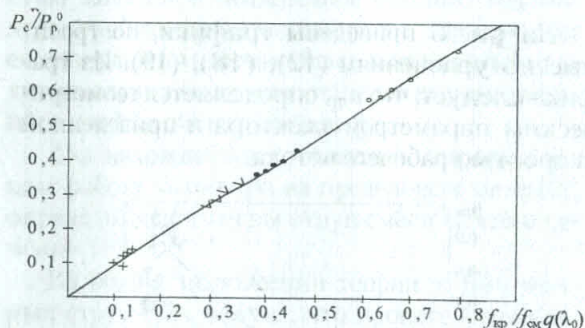


Рис. 6

На рис. 6 приведены результаты экспериментального определения степени восстановления полного давления для режима предельного разрежения. Экспериментальные точки относятся к различным значениям геометрического параметра  $f_{кр}/f_{см}$ . Точки:  $\circ$  — при  $f_{кр}/f_{см} = 0,27$  (по данным [3]);  $\bullet$  — при  $f_{кр}/f_{см} = 0,217$ ;  $\triangleright$  — при  $f_{кр}/f_{см} = 0,064$  (по данным [3]). Показано, что в режиме предельного разрежения является отсутствием потерь на смешение, а потери складываются из потерь на внезапное расширение, которые достаточно точно определяются аналитически, и чисто гидравлических потерь, учитываемых коэффициентом  $\eta$ . Из представленного сравнения следует, что при значении  $\eta = 0,93$  опытные данные довольно точно ложатся на прямую, построенную по уравнениям (5), (6).

Экспериментальные данные для эжектора с  $f_{кр}/f_{см} = 0,27$ , выполненного по схеме со смешением в цилиндрической камере, показывают, что на режиме предельного разрежения для обоих типов смешения эжекторы имеют общую точку на дроссельных характеристиках.

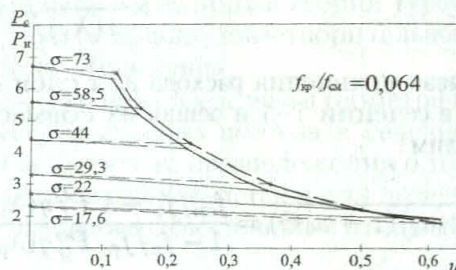


Рис. 7

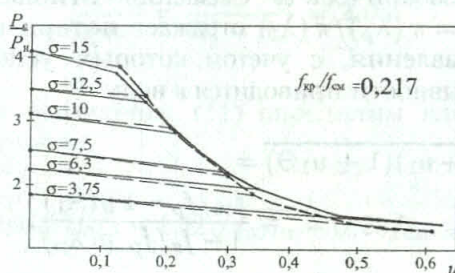


Рис. 8

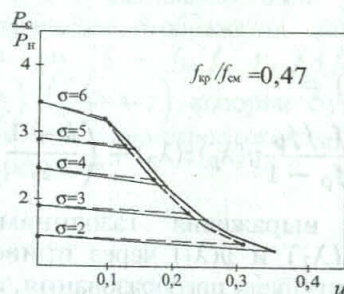


Рис. 9

На рис. 7–9 сплошными линиями отражены экспериментальные дроссельные характеристики эжекторов с различными геометрическими параметрами; на рис. 7, 8 характеристики построены по данным [3], на рис. 9 — по данным автора.

Теоретические дроссельные характеристики изображены штриховыми линиями. Последовательность их расчета следующая.

1. Определяются параметры в точке на дроссельной характеристике для режима предельного разрежения ( $u = 0$ ).

1.1. По уравнению (5) определяется значение  $\lambda_0$  и соответствующее значение  $q(\lambda_0)$ .

1.2. По уравнению (3) определяется значение  $\varepsilon_0 = P_{с0}/P_{п}$ .

2. Определяются параметры в точке, в которой наступает предельный режим.

2.1. По уравнению (15) с использованием рис. 4 определяется  $\lambda_1$ .



2.2. По уравнению (19) с использованием рис. 4 определяется  $u_{пр}$ .

2.3. По уравнению (10), которое с учетом условий  $\Theta = 1, u = u_{пр}$  приводится к виду

$$z(\lambda_{см}) = \left[ z(\lambda_p) + \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1}{y(\lambda_p)} \left( \frac{f_{см}}{f_p} - 1 \right) \right] \times \frac{1}{1 + u_{пр}}, \quad (10a)$$

определяется  $\lambda_{см}$  и соответствующее ему значение  $q(\lambda_{см})$ .

2.4. По уравнению (9), которое с учетом условий  $\Theta = 1, u = u_{пр}$  приводится к виду

$$\varepsilon = \frac{P_c}{P_H} = \eta(1 + u_{пр})^2 \frac{f_{кр}}{f_{см}} \frac{\sigma}{q(\lambda_{см})} \frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{см})}, \quad (9a)$$

определяется  $\varepsilon$ .

3. По двум точкам в соответствии с п. 1 и п. 2 построены дроссельные характеристики.

Из приведенного на рис. 7–9 сравнения теоретических и опытных дроссельных характеристик следует, что в довольно широком диапазоне изменения характерного отношения давлений  $\sigma = 2 \div 73$  и геометрического параметра  $f_{кр}/f_{см} = 0,064 \div 0,47$  они имеют достаточно близкую сходимость. Причем наибольшая сходимость наблюдается при работе рабочего сопла на расчетном режиме. Из приведенных данных можно сделать вывод, что предложенная модель работы газового эжектора с адиабатическим смешением в приемной камере соответствует реальной, а отличие теоретических и экспериментальных данных вполне объясняется упрощающими допущениями.

Анализ теоретических и экспериментальных данных свидетельствует о том, что режим течения смеси на выходе из цилиндрической камеры смешения сохраняется дозвуковым вдоль всей дроссельной характеристики допредельных режимов.

Звуковой режим ( $\lambda_{см} = 1$ ) реализуется в соответствии с уравнением (9) при

$$\left( \frac{P_c}{P_H} \right)^* = \eta(1 + u_{пр})^2 \frac{f_{кр}}{f_{см}} \sigma q(\lambda_0). \quad (22)$$

Поделив уравнение (22) на (3), определим противодавление, при котором реализуется звуковой режим

$$\left( \frac{P_c}{P_H} \right)^* = \frac{P_{со}}{P_H} [(1 + u_{пр}) q(\lambda_0)]^2, \quad (23)$$

т.е. примерно в 3–4 раза ниже, чем максимальное противодавление.

## ВЫВОДЫ

1. Предложены физическая и математическая модель работы газового эжектора с изобарическим смешением в приемной камере без привлечения эмпирических зависимостей. На основании совместного рассмотрения законов сохранения с учетом потерь на смешение и неравномерности поля скоростей во входном сечении цилиндрической камеры смешения получены соотношения для расчета параметров: режима предельного разрежения; допредельного режима; предельного режима; режима запираания.

2. Сравнение теоретических и опытных дроссельных характеристик показывает, что в довольно широком диапазоне изменения характерного отношения давлений  $\sigma = P_p^0/P_H = 2 \div 73$  и геометрического параметра  $f_{кр}/f_{см} = 0,064 \div 0,47$  они имеют удовлетворительную сходимость.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 671 с.
2. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.: Энергия, 1970. 287 с.
3. Байков В. С., Васильев Ю. Н., Орлова Т. И. Технический отчет № 9838. М.: ЦИАМ, 1983. 160 с.
4. Стернин Л. Е. Основы газовой динамики. М.: МАИ, 1995. 332 с.
5. Боровых А. Е. Газодинамика потока с внезапным расширением поперечного сечения // Изв. вузов. Авиационная техника. 1988. № 3. С. 100–105.
6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Ч. 1. М.: Наука, 1991. 594 с.
7. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 715 с.
8. Гимранов Э. Г. Введение // Вопросы теории и расчета рабочих процессов двигателей. Уфа: УАИ, 1987. № 11. С. 3–13.

## ОБ АВТОРЕ



**Боровых Анатолий Егорович**, вед. науч. сотр. ГРЦ «КБ им. акад. В. П. Макеева». Дипл. инж.-механик по ЛА (ЮУрГУ, 1965). Канд. техн. наук по механике жидкостей и газов (защ. в ЦНИИМаш МОМ, 1976). Исследования в области энергетических установок морских БРПЛ.