


УДК 621:536

# О применении термодинамики необратимых процессов в расчетах режимов работы сверхзвукового эжектора

**В.Г. Цегельский**

МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

## On application of thermodynamics of irreversible processes for calculation of operating modes of supersonic ejector

**V.G. Tsegelskiy**BMSTU, 105005, Moscow, Russian Federation, 2<sup>nd</sup> Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1 e-mail: user46@post.ru

**i** Проведенные в последние годы экспериментально-теоретические исследования сверхзвуковых газовых эжекторов с конической камерой смешения (КС) показали возможность реализации в них двух критических режимов работы, отличающихся как структурой течения потоков в КС, так и эффективностью эжектора при работе на этих режимах. Для широкого внедрения в промышленность эжектора с более эффективным режимом работы необходима методика его расчета, учитывающая многообразие режимов. Предложена методика расчета сверхзвукового газового эжектора с идеальной конической КС, базирующаяся на термодинамике необратимых процессов и учитывающая все возможные режимы его работы. Показано удовлетворительное согласование результатов расчета и эксперимента. Сформулирована аксиома о стремлении к совершенству процессов в природе, не противоречащая теореме Пригожина и объясняющая с позиции термодинамики необратимых процессов возможность реализации при одном и том же коэффициенте эжекции двух критических режимов работы эжектора. Описана применимость данной аксиомы при определении режимов работы жидкостно-газового эжектора.

**Ключевые слова:** сверхзвуковой эжектор, критический режим, термодинамика необратимых процессов, теорема Пригожина.

**i** The experimental and theoretical research performed recently on supersonic gas ejectors with conical mixing chamber has shown the possibility of realization of two critical operating modes. They differ both in the flow structure in the mixing chamber and the ejector efficiency when operating in these modes. For general industrial implementation of the ejector with a more efficient operating mode, it is necessary to develop methods of its calculation that will consider a variety of modes. A method of calculation of a supersonic gas ejector with ideal conical mixing chamber is proposed. The method is based on the thermodynamics of irreversible processes and considers all possible ejector operating modes. Satisfactory agreement between the calculation results and experimental data is obtained. The axiom of tendency of processes in nature to perfection is formulated, which does not contradict Prigogine theorem. It explains, on the basis of thermodynamics of irreversible processes, the

possibility of realization of two critical operating modes of the ejector at the same ejection coefficient. Applicability of this axiom for determination of gas-liquid ejector operating modes is shown.

**Keywords:** supersonic ejector, critical mode, thermodynamics of irreversible processes, Prigogine theorem.

Сверхзвуковые газовые эжекторы (эжекторы со сверхзвуковым соплом активного газа) нашли широкое применение в различных отраслях промышленности. Сверхзвуковые газовые эжекторы по форме участков смешения газов, определяющих протекающие в них процессы, можно разделить на три основные группы: эжекторы с цилиндрической, изобарической и конической КС. В эжекторах с цилиндрической КС срез сверхзвукового сопла активного газа находится вблизи или совпадает с входным сечением КС, имеющей достаточную длину для завершения в ней процесса смешения газов. В эжекторах с изобарической КС при оптимальном положении сверхзвукового сопла активного газа участок форкамеры, расположенный между выходным сечением сверхзвукового сопла и входом в цилиндрическую горловину диффузора, определяет значение коэффициента эжекции и имеет длину и площадь сечения, достаточные для смешения в нем газов при постоянном давлении. При этом форма форкамеры может быть цилиндрической, конической или любой другой, главное, чтобы на всей ее длине средняя скорость пассивного газа по всему сечению была близка к нулю, а стенка форкамеры не влияла на процесс истечения сверхзвуковой активной струи в окружающую ее среду. В эжекторах с конической КС, так же как и в эжекторах с цилиндрической КС, выходное сечение сверхзвукового сопла активного газа совпадает с входным сечением КС или находится вблизи него. При этом форма и геометрические размеры конической КС оказывают существенное влияние на картину течения сверхзвуковой струи и интенсивность процесса смешения газов в КС, начиная от ее входного сечения. В ряде опубликованных работ приведены исследования эжекторов с такими участками смешения газов, которые с некоторым допущением можно отнести к одной из трех групп.

В научной литературе подробно описаны сверхзвуковые газовые эжекторы с цилиндрической КС, а также методики их расчета и результаты экспериментально-теоретических исследований [1, 2]. Во многих работах исследованы сверхзвуковые газовые эжекторы с изобарической КС (например, [3, 5]).

Намного меньше работ опубликовано по экспериментально-теоретическому исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов с конической КС несмотря на их широкое применение в промышленности. Среди них следует отметить [6–11]. В более поздних работах [12, 13] теоретическим и экспериментальным путем впервые показано, что в сверхзвуковых газовых эжекторах с конической КС при одном и том же коэффициенте эжекции кроме докритического могут быть реализованы два различных критических режима работы, отличающиеся один от другого не только картиной течения смешивающихся потоков, но и эффективностью процессов смешения, протекающих при разных давлениях пассивного газа. В [14] описаны экспериментальные исследования влияния длины конической КС и горловины диффузора на режимные и дроссельные характеристики сверхзвукового газового эжектора с центральным соплом активного газа; определены оптимальные относительные длины конических КС, при которых достигаются максимальные КПД эжектора при работе на первом и втором критических режимах. В [15] приведена теоретическая модель для расчета участка режимной характеристики, соответствующего работе эжектора с конической КС на первом критическом режиме, и показано удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментом.

В данной работе описана методика расчета сверхзвукового газового эжектора с идеальной конической КС, учитывающая многообразие его режимов. Она базируется на предыдущих работах автора [12–15], поэтому все приведенные ниже определения и обозначения полностью соответствуют принятым ранее. Все формулы, используемые далее при построении расчетных зависимостей, читатель может найти в [12, 15].

Одной из основных характеристик сверхзвукового газового эжектора с конической КС является режимная характеристика — зависимость полного давления пассивного газа  $P_{п0}^*$  на входе в эжектор заданной геометрии от коэффициента эжекции  $K$ , построенная при постоянном противодавлении  $P_{с3}^*$  на выходе из эжектора, меньшем, чем полное давление смеси

газов на начальном критическом режиме его работы. При построении этой характеристики постоянными остаются следующие параметры на входе в эжектор:  $P_{a0}^*$  — полное давление активного газа на входе в сопло;  $T_a^*$ ,  $T_n^*$  — температура торможения соответственно активного и пассивного газов на входе в эжектор; состав активного и пассивного газов. Напомним, что коэффициент эжекции  $K = G_n / G_a$ , где  $G_n$ ,  $G_a$  — соответственно массовый расход пассивного и активного газа.

Рассмотрим расчет участка режимной характеристики, соответствующего второму критическому режиму работы эжектора. В [12] вторым критическим режимом называют режим, при котором коэффициент эжекции не зависит от давления на выходе диффузора эжектора благодаря реализации в выходном сечении КС критических параметров течения смеси (сверхзвуковых или звуковых режимов течения). При построении этого участка характеристики используем уравнения эжекции и уравнения термодинамики необратимых процессов, приведенные в [12]. При расчете по уравнениям эжекции параметров смеси газов в выходном сечении КС должен быть известен параметр  $z$ , определяющий силу взаимодействия потока со стенкой конической КС. Найти значение  $z$  можно экспериментально и далее использовать его для расчета эжекторов, подобных экспериментальному.

Ниже будет показано, как определяется этот параметр из экспериментального распределения статического давления на стенке по длине конической КС.

При решении уравнений эжекции принимаем допущение об идеальности КС, пренебрегаем площадью торца  $\delta$  сверхзвукового сопла по сравнению с площадью входного сечения КС ( $\delta=0$ ) и считаем известным значение  $z$ . Под идеальной КС будем понимать такую, в которой при отсутствии трения потока о стенку полностью завершается процесс смешения активного и пассивного газов и в выходном сечении КС образуется поток смеси с постоянными параметрами по всему сечению. Для идеальной КС в уравнениях эжекции коэффициенты связи  $\Pi_{c2}$ ,  $\Pi_{кин\ c2}$ , учитывающие незавершенность процесса смешения потоков к выходному сечению КС, равны единице ( $\Pi_{c2}=1$ ;  $\Pi_{кин\ c2}=1$ ) и среднее касательное напряжение на стенке КС равно нулю ( $\tau_{1-2cp}=0$ ).

При построении режимной характеристики выполняют расчеты, аналогичные представленным на рис. 1, для ряда значений полного давления пассивного газа  $P_{n0}^*$  на входе в эжектор. В приведенных далее расчетах, как и в экспериментах, в качестве активного и пассивного газов используется воздух. На рис. 1, а для  $P_{n0}^* = 53,747$  кПа представлены расчетные зависимости от коэффициента эжекции  $K$  удель-

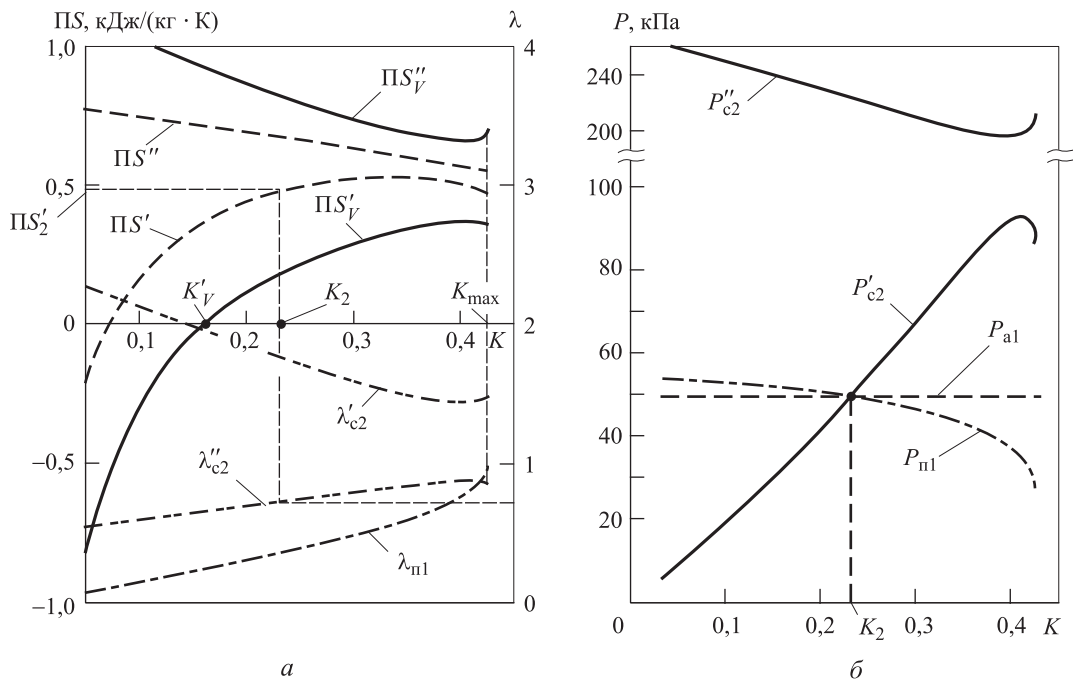


Рис. 1. Результаты расчета газового эжектора с конической КС ( $\bar{l}_{КС} = 8,15$ ;  $z = 0,18$ ;  $\alpha = 4,89$ ;  $\beta = 0,444$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  $P_{n0}^* = 53,747$  кПа;  $T_a^* = T_n^* = 275$  К):  
а —  $PS, \lambda$ ; б —  $P$

ных производств энтропии  $PS', PS''$  в КС, их составных частей  $PS'_V, PS''_V$ , связанных с выравниванием скоростей движения смешиваемых газов, приведенной скорости  $\lambda_{п1}$  пассивного потока на входе КС и приведенных скоростей  $\lambda'_{c2}, \lambda''_{c2}$  соответственно сверхзвукового и дозвукового потоков смеси на выходе из нее. Здесь и далее величины с индексом «'» соответствуют сверхзвуковому режиму течения смеси газов в выходном сечении КС (бóльшей скорости смеси, полученной в результате решения уравнения эжекции (18) в [12]), а с индексом «''» — дозвуковому режиму течения смеси (меньшей скорости смеси). На рис. 1, б приведены расчетные зависимости статических давлений смеси газов  $P'_{c2}, P''_{c2}$  в выходном сечении КС, статического давления пассивного газа  $P_{п1}$  на входе в КС от коэффициента эжекции  $K$ , а также расчетное статическое давление  $P_{a1}$

активного газа на срезе сверхзвукового сопла. Эти зависимости рассчитаны в процессе решения уравнений эжекции одновременно с зависимостями, показанными на рис. 1, а. При проведении расчетов, представленных в данной статье, коэффициент потерь полного давления активного газа в коническом сверхзвуковом сопле принимался равным  $v_a=0,909$ , коэффициент потерь полного давления в дозвуковом участке этого сопла  $v_{ак}=0,99$ , коэффициент скорости сужающегося пассивного газа  $\varphi_{п1}=0,99$ . Параметр  $z$  на втором критическом режиме работы эжектора определялся по экспериментальной зависимости  $z=f(\bar{l}_{КС})$ , приведенной далее. Здесь  $\bar{l}_{КС}$  — безразмерная длина КС, равная отношению ее длины  $l_{КС}$  к диаметру горловины  $d_2$  диффузора (рис. 2, в). Второй критический режим работы газового эжектора в соответствии с термодинамическим

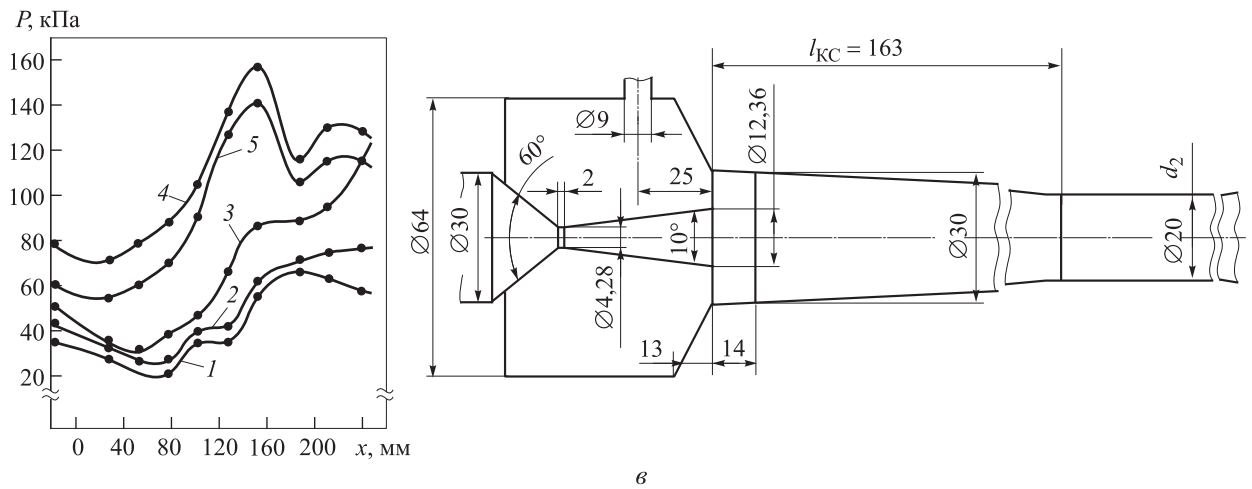
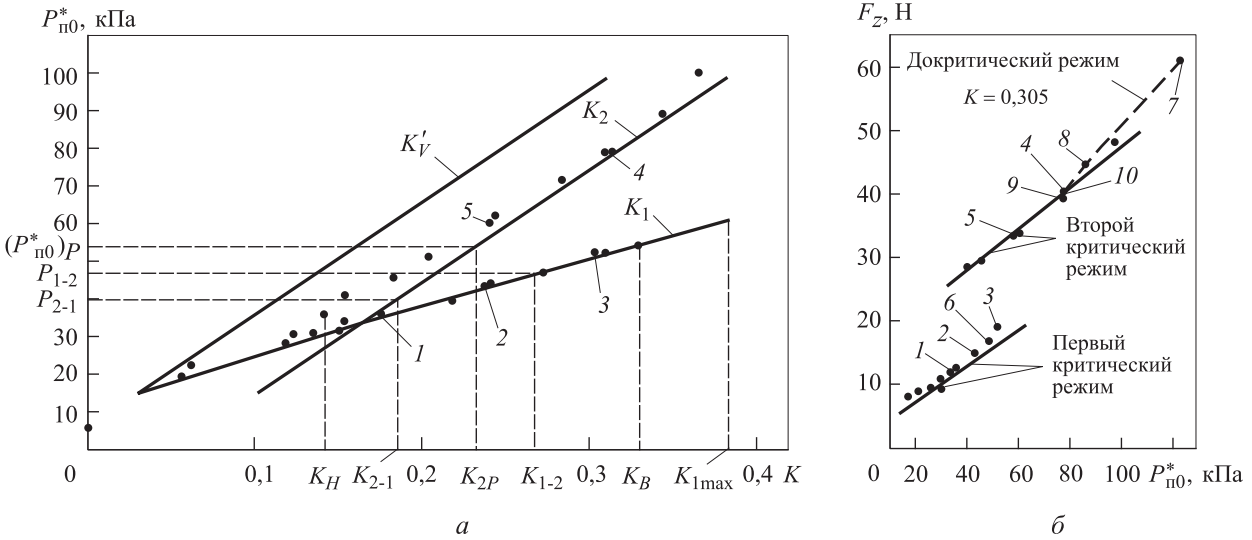


Рис. 2. Расчетные (—) и экспериментальные (•) зависимости  $P_{п0}^*$  от  $K$  (а);  $F_z$  от  $P_{п0}^*$  (б) и распределение давления на стенке по длине проточной части эжектора (в) с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$  ( $\alpha = 4,89$ ;  $\beta = 0,444$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  $T_a^* = T_{п1}^* = 275$  К);  $z = -0,05$  — первый критический режим;  $z = 0,18$  — второй критический режим; 1–10 — рабочие точки

Таблица 1

Результаты расчета второго критического режима работы эжектора с  $\bar{I}_{КС} = 8,15$   
( $z = 0,18$ ;  $P_{а0}^* = 5,1425$  МПа)

| Параметр             | $P_{п0}^*$ , кПа |        |        |        |        |        |        |        |
|----------------------|------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
|                      | 15               | 20     | 30     | 42     | 53,747 | 60,883 | 75     | 98,1   |
| $K'_V$               | 0,0308           | 0,0473 | 0,0807 | 0,1209 | 0,1603 | 0,1843 | 0,2318 | 0,3094 |
| $K_2$                | 0,103            | 0,1195 | 0,1529 | 0,1931 | 0,2326 | 0,2566 | 0,3040 | 0,3817 |
| $PS'_2$ , кДж/(кг·К) | 0,4522           | 0,4637 | 0,4733 | 0,4779 | 0,4794 | 0,4796 | 0,4786 | 0,4749 |
| $P_{a1}$ , кПа       | 49,665           | 49,665 | 49,665 | 49,665 | 49,665 | 49,665 | 49,665 | 49,665 |
| $P_{п1}$ , кПа       | 11,466           | 16,779 | 26,709 | 38,351 | 49,665 | 56,519 | 70,059 | 92,186 |
| $P'_{c2}$ , кПа      | 35,409           | 37,617 | 41,319 | 45536  | 49,665 | 52,203 | 57,311 | 65,953 |
| $P''_{c2}$ , кПа     | 217,33           | 217,46 | 219,19 | 221,86 | 224,58 | 226,23 | 229,44 | 234,45 |
| $P^{*''}_{c2}$ , кПа | 287,29           | 289,53 | 295,1  | 302,27 | 309,46 | 313,86 | 322,62 | 337,04 |
| $F_z$ , Н            | 19,04            | 20,77  | 24,08  | 28,02  | 31,85  | 34,18  | 38,76  | 46,23  |

анализом, приведенным в работе [12], может реализоваться при некотором значении коэффициента эжекции  $K_2$ , расположенном в диапазоне  $K'_V - K_{\max}$  (см. рис. 1, а), где  $K'_V$  — коэффициент эжекции, при котором кривая  $PS'_V$  производства энтропии из-за выравнивания скоростей смешиваемых газов пересекает ось абсцисс и уходит в область положительных значений  $PS$ , а  $K_{\max}$  — максимальное значение коэффициента эжекции, соответствующее для рассматриваемого случая  $\lambda_{п1} = 1,0$ . Задаваясь рядом значений  $P_{п0}^*$  и выполняя расчеты, аналогичные проведенным при построении рис. 1, а, построим зависимость коэффициента эжекции  $K'_V$  от  $P_{п0}^*$  (рис. 2, а и табл. 1). В случае смешения газов одинакового состава и температур торможения в эжекторе с конической КС и расчетным сверхзвуковым соплом ( $P_{a1} = P_{п1}$ ) в качестве коэффициента эжекции  $K_2$  принимаем, в соответствии с [12], такой коэффициент, при котором расчетное статическое давление  $P'_{c2}$  сверхзвукового потока смеси на выходе из КС равно расчетному значению статического давления  $P_{п1}$  пассивного потока на входе в нее. Таким образом, в этой точке режимной характеристики, которую далее будем называть расчетной, при некотором значении полного давления  $P_{п0}^*$  пассивного газа соблюдаются условия  $P_{a1} = P_{п1} = P'_{c2}$  (см. рис. 1, б). Такой расчетной точкой для рассматриваемого эжектора является точка на режимной характеристике с параметрами  $(P_{п0}^*)_P = 53,747$  кПа;  $K_{2P} = 0,2326$  (см. рис. 2, а и табл. 1). Считаем, что участок режимной характеристики, соответствующий второму критическому режиму, проходит через расчетную точку и равноудален от расчетной кривой  $K'_V = f(P_{п0}^*)$ . В табл. 1 для ряда значений  $P_{п0}^*$

приведены значения коэффициентов эжекции  $K_2$ , определенных на основании этого допущения, а также некоторые другие расчетные параметры для рассматриваемого участка режимной характеристики, в том числе производство энтропии  $PS'_2$ . На рис. 2, а сплошной линией  $K_2$  представлены полученные результаты расчета участка режимной характеристики, соответствующего второму критическому режиму. На этом же рисунке приведены экспериментальные точки режимной характеристики рассматриваемого эжектора. Методика построения экспериментальной режимной характеристики подробно изложена в [14].

На экспериментальных режимных характеристиках, приведенных черными точками на рис. 2, а, выделяются два участка. Верхний участок соответствует работе эжектора на втором критическом режиме, а нижний участок — на первом критическом. Каждому из двух критических режимов соответствует свой характерный профиль распределения давления на стенке по длине КС. На рис. 2, в изображено распределение давления на стенке по длине КС и горловине диффузора на первом (кривые 1–3) и втором (кривые 4–5) критических режимах. Номера кривых распределения давления на рис. 2, в соответствуют номерам точек на режимной характеристике (см. рис. 2, а), в которых замерялось распределение давления. На рис. 2, а видно, что экспериментальные точки участка режимной характеристики, соответствующего второму критическому режиму работы, удовлетворительно ложатся на расчетную кривую  $K_2 = f(P_{п0}^*)$ , что свидетельствует о возможности использования принятого допущения при построении соответствующего участка режимной характеристики. На рис. 2, б

точками представлены экспериментальные значения проекции на ось рассматриваемого эжектора силы взаимодействия потока газа со стенкой конической КС

$$F_z = \int_{F_1}^{F_2} P dF,$$

где  $P$  — давление на стенке;  $F_1, F_2$  — площади соответственно входного и выходного сечений КС. Значения  $F_z$  определены путем численного интегрирования по приведенной выше формуле экспериментальных кривых распределения давления по длине КС, в том числе кривых распределения 1–5 (см. рис. 2, в) для соответствующих точек режимной характеристики (см. рис. 2, а). Значения  $F_z$  на рис. 2, б и соответствующие им точки на режимной характеристике отмечены одинаковыми номерами. На этом же рисунке точками без номеров приведены экспериментальные значения  $F_z$ , полученные в процессе обработки других экспериментальных точек и характеристик эжектора этой же геометрии. Расчет  $F_z$  проводили с использованием кубической сплайн-интерполяции экспериментальных точек давления, замеренных на стенке по длине КС. На рис. 2, б видно, что кривая значений  $F_z = f(P_{п0}^*)$  для первого критического режима лежит ниже кривой значений  $F_z = f(P_{п0}^*)$  для второго критического режима, причем при переходе с одного режима на другой зависимость  $F_z = f(P_{п0}^*)$  терпит разрыв, вызванный скачкообразным изменением значения силы взаимодействия потока со стенкой КС. Это возможно только при скачкообразном изменении картины течения смешивающихся потоков в конической КС при переходе с одного критического режима на другой, подробно описанной в [12, 14].

На рис. 3 изображена дроссельная характеристика, построенная при коэффициенте эжекции  $K=0,305$  для эжектора с геометрией, приведенной на рис. 2. Дроссельная характеристика представляет собой зависимость полного давления пассивного газа  $P_{п0}^*$  на входе в эжектор заданной геометрии от полного давления смеси газов  $P_{с3}^*$  на выходе из него. Данная характеристика строится при фиксированных значениях  $K, P_{а0}^*, T_{а}^*, T_{п}^*$  и заданных составах активного и пассивного газов. При построении экспериментальной дроссельной характеристики сначала в эжектор подавался полный расход активного газа при противодавлении за ним не выше 0,11 МПа, а затем постепенно увеличивался расход пассивного газа до достижения коэффициента эжекции  $K=0,305$ , после чего

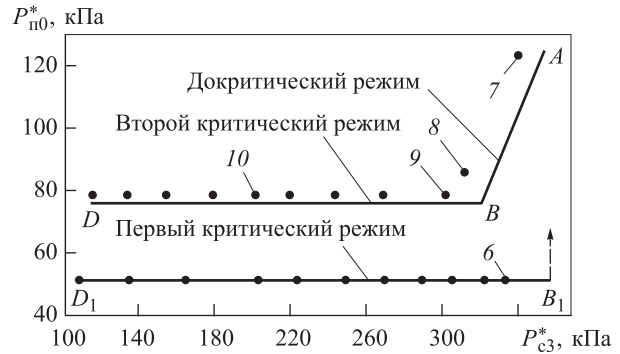


Рис. 3. Сравнение расчетной (—) и экспериментальной (•) дроссельных характеристик при  $K = 0,305$  эжектора с конической КС ( $l_{КС} = 8,15; \alpha = 4,89; \beta = 0,444; f_a = 0,12; P_{а0}^* = 5,143$  МПа;  $T_{а}^* = T_{п}^* = 275$  К):  $z = -0,05$  — первый критический режим;  $z = 0,18$  — второй критический режим; 6–10 — рабочие точки

изменялось противодавление  $P_{с3}^*$ . На рис. 3 видно, что экспериментальная дроссельная характеристика для рассматриваемого случая состоит из трех участков, соответствующих двум критическим и докритическому режимам работы. Первый критический режим, установившийся после запуска эжектора, с увеличением противодавления выше некоторого значения  $P_{с3}^*$  (точка 6 на рис. 3) срывается, что сопровождается скачкообразным увеличением давления пассивного газа  $P_{п0}^*$  на входе в эжектор и переходом его на докритический режим работы (точка 7 на рис. 3). Такой характер перехода с первого критического режима на докритический реализуется и при других значениях коэффициента эжекции. При уменьшении противодавления на докритическом режиме работы (точки 7–9) осуществляется его переход на второй критический режим (точки 9–10). При этом дроссельная характеристика не имеет разрыва в непрерывности изменения параметров на участке перехода докритического режима ко второму критическому так же, как и при обратном переходе.

Напомним, что на докритических режимах работы эжектора в выходном сечении КС реализуется дозвуковая скорость течения смеси газов, что соответствует меньшему значению скорости смеси, получаемой при решении уравнения эжекции. На этом режиме работы изменение противодавления на выходе из эжектора приводит к изменению давления пассивного газа на входе в него в силу того, что возмущения в потоке передаются против его течения. На рис. 2, б точками показаны экспериментальные значения  $F_z$  проекции на ось эжектора силы взаимодействия потока со стен-

кой КС для точек 6–10 рассматриваемой дроссельной характеристики, определенные аналогично изложенному ранее с использованием экспериментальных профилей давлений на стенке по длине КС. Точки дроссельной характеристики на рис. 3 и соответствующие им значения  $F_z$  на рис. 2, б обозначены одинаковыми цифрами. Точки значений  $F_z$ , соответствующих докритическим режимам, соединены штриховой линией. Видно, что на первом критическом режиме значение  $F_z$  существенно ниже, чем на докритическом, причем при переходе с первого критического на докритический режим значение  $F_z$  скачкообразно изменяется. Это обусловлено скачкообразным изменением картины течения смешивающихся потоков в конической КС при переходе с первого критического режима на докритический, приводящем к разрыву непрерывности изменения параметров на участке дроссельной характеристики. При переходе с докритического режима на второй критический значение  $F_z$  изменяется плавно, без разрыва, поэтому и дроссельная характеристика не имеет разрыва в непрерывности изменения параметров на участке перехода докритического режима ко второму критическому и обратно. На основании этого расчетное значение проекции силы  $F_z$  на начальном втором критическом режиме работы можно определять по параметрам докритического режима в точке его перехода во второй критический.

При выводе уравнений эжекции значение  $F_z$  представлялось в виде следующей зависимости (см. [12]):

$$F_z = [(1-z)P_{п1} + zP_{с2}](F_2 - F_1), \quad (1)$$

где  $P_{п1}$ ,  $P_{с2}$  — рассчитанные статические давления соответственно пассивного потока во входном и смеси газов в выходном сечениях конической КС. Значение  $z$  для рассматриваемой геометрии эжектора можно определить

путем его подбора до совпадения расчетных значений  $F_z$  по формуле (1) с экспериментальными точками, приведенными на рис. 2, б. В силу того, что экспериментальное значение  $F_z$  на втором критическом режиме совпадает со значением на докритическом режиме в точке его перехода во второй критический, при определении  $F_z$  по формуле (1) используем расчетное статическое давление  $P_{с2}^*$  смеси газов в выходном сечении КС, соответствующее докритическому режиму работы (меньшему значению скорости смеси в уравнении эжекции). Следует подбирать такое значение параметра  $z$ , чтобы результаты расчета по формуле (1) значений  $F_z$  как можно лучше совпадали с экспериментальными значениями во всем диапазоне давлений  $P_{п0}^*$  рассматриваемого режима работы эжектора. В табл. 1 приведены расчетные значения проекции силы  $F_z$  для второго критического режима, а на рис. 2, б сплошной линией — расчетная кривая  $F_z = f(P_{п0}^*)$  для этого режима, удовлетворительно согласующаяся с экспериментом при параметре  $z = 0,18$ .

Методика расчета участка режимной характеристики, соответствующего первому критическому режиму работы, подробно изложена в [15]. Первым критическим режимом работы называют такой режим, при котором коэффициент эжекции не зависит от давления на выходе диффузора эжектора в связи с достижением пассивным потоком скорости звука в одном из сечений начального участка КС. В табл. 2 для ряда значений  $P_{п0}^*$  на входе в эжектор рассматриваемой геометрии приведены расчетные значения коэффициентов эжекции  $K_1$ , при которых могут реализоваться первые критические режимы, а на рис. 2, а сплошной линией представлена расчетная зависимость  $K_1 = f(P_{п0}^*)$  для участка режимной характеристики, соответствующего этому режиму. Также на рис. 2, а указано расчетное максимальное значение ко-

Таблица 2

Результаты расчета первого критического режима работы эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$   
( $z = -0,05$ ;  $P_{а0}^* = 5,1425$  МПа)

| Параметр                | $P_{п0}^*$ , кПа |          |          |          |          |          |
|-------------------------|------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
|                         | 15               | 20       | 30       | 42       | 53,747   | 60,8834  |
| $K_1$                   | 0,02966          | 0,063987 | 0,137408 | 0,230554 | 0,324854 | 0,383259 |
| $PS'_1$ , кДж/(кг·К)    | 0,27729          | 0,35016  | 0,43386  | 0,47658  | 0,48789  | 0,48654  |
| $PS'_{v1}$ , кДж/(кг·К) | -0,0437          | 0,03822  | 0,14051  | 0,20965  | 0,25084  | 0,26913  |
| $P_{п1}$ , кПа          | 14,778           | 19,204   | 27,416   | 36,512   | 44,838   | 49,662   |
| $P_{с2}^*$ , кПа        | 20,258           | 25,249   | 36,107   | 50,72    | 66,796   | 77,533   |
| $P_{ск2}^*$ , кПа       | 341,94           | 343,99   | 349,47   | 357,44   | 366,09   | 371,65   |
| $F_z$ , Н               | 5,69             | 7,42     | 10,59    | 14,05    | 17,17    | 18,94    |

эфициента эжекции  $K_{1\max}$ , до которого могут реализоваться первые критические режимы в соответствии с [15]. Видно удовлетворительное согласование результатов расчета (сплошная кривая) с экспериментом (точки). Однако для расчета по уравнениям эжекции параметров смеси газов в выходном сечении КС на первом критическом режиме должно быть известно значение  $z$  для этого режима, который также определяем путем сопоставления расчетных и экспериментальных значений  $F_z$ , приведенных на рис. 2, б. В соответствии с [14] в рассматриваемом сверхзвуковом эжекторе с конической КС при реализации первого критического режима в выходном сечении КС смесь газов приобретает сверхзвуковую скорость. На основании этого, а также в связи с тем, что при переходе с первого критического на докритический режим экспериментальное значение  $F_z$  скачкообразно изменяется, используем в формуле (1) для  $F_z$  расчетное значение статического давления  $P'_{c2}$ , соответствующее сверхзвуковому режиму течения смеси газов в выходном сечении КС (большому значению скорости смеси в уравнении эжекции). В табл. 2 приведены расчетные значения  $F_z$  и ряда других параметров для первого критического режима работы рассматриваемого эжектора, а на рис. 2, б (сплошная линия) — расчетная кривая  $F_z = f(P'_{10})$  для этого режима, удовлетворительно согласующаяся с экспериментом (точки) при параметре  $z = -0,05$ . В этом случае полное давление смеси газов в точке перехода первого критического режима работы эжектора в докритический находится с использованием приведенных в [12] зависимостей, определяющих параметры смеси газов за скачком уплотнения по параметрам сверхзвукового потока до скачка, найденным из решения уравнений эжекции. Полное давление смеси газов за скачком уплотнения  $P'_{c2}$ , расположенным в горловине диффузора, отличается от давления в точке перехода первого критического режима в докритический на величину потерь в диффузоре. В точке начального второго критического режима работы эжектора в силу того, что значение параметра  $z$  определяется по расчетному докритическому режиму в точке его перехода во второй критический, полное давление смеси газов в выходном сечении КС за скачком уплотнения  $P'_{c2}$  находится по параметрам дозвукового потока смеси, полученным в процессе решения уравнений эжекции.

Проводя, аналогично изложенному выше, сопоставление расчетов с экспериментом для

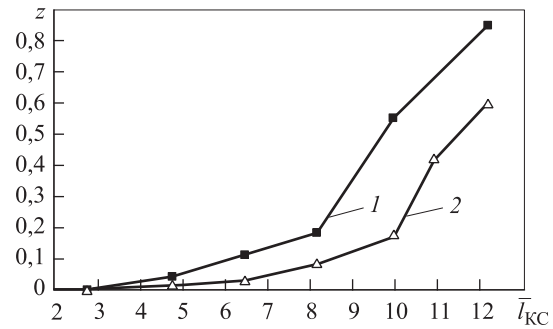


Рис. 4. Зависимость параметра  $z$  для второго критического режима от относительной длины КС (эксперимент):

1 — подвод № 1; 2 — подвод № 2

других геометрий эжекторов, исследованных в [14] и отличающихся от геометрии эжектора, представленной на рис. 2, в, только длиной конической КС, были получены значения параметра  $z$  для второго критического режима (кривая 1) на рис. 4. Виден резкий рост параметра  $z$  для эжекторов с  $\bar{l}_{КС} > 8,15$ . Это связано с началом реализации в таких эжекторах вторых критических режимов работы со звуковой скоростью течения смеси газов в выходном сечении КС и горловине диффузора, что будет показано далее. Для первых критических режимов экспериментально исследованных эжекторов значение параметра  $z$ , определенное аналогично изложенному выше, отличалось незначительно от полученного для эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$ . В связи с чем во всех приведенных далее расчетах принималось  $z = -0,05$ .

На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные режимные характеристики эжекторов с длинами конических КС, меньшими приведенной на рис. 2, в, для которых на втором критическом режиме работы  $z < 0,18$  (см. рис. 4).

На рис. 6 приведены результаты расчета, аналогичные представленным на рис. 1, но выполненные при  $z = 0,55$ . Это значение параметра  $z$  было получено с использованием экспериментальных данных  $F_z$  (рис. 7, б) для эжектора с относительной длиной КС  $\bar{l}_{КС} = 9,95$ . Из сопоставления рис. 1 и рис. 6 видно, что в первом случае (см. рис. 1) докритические режимы работы для эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$  так же, как и для меньших длин КС, реализуются до коэффициента эжекции  $K_2$ , при котором осуществляется переход с этого режима на второй критический режим со сверхзвуковой скоростью течения смеси газов в выходном сечении КС ( $\lambda'_{c2} > 1$ ). При этом приведенная скорость смеси газов в выходном



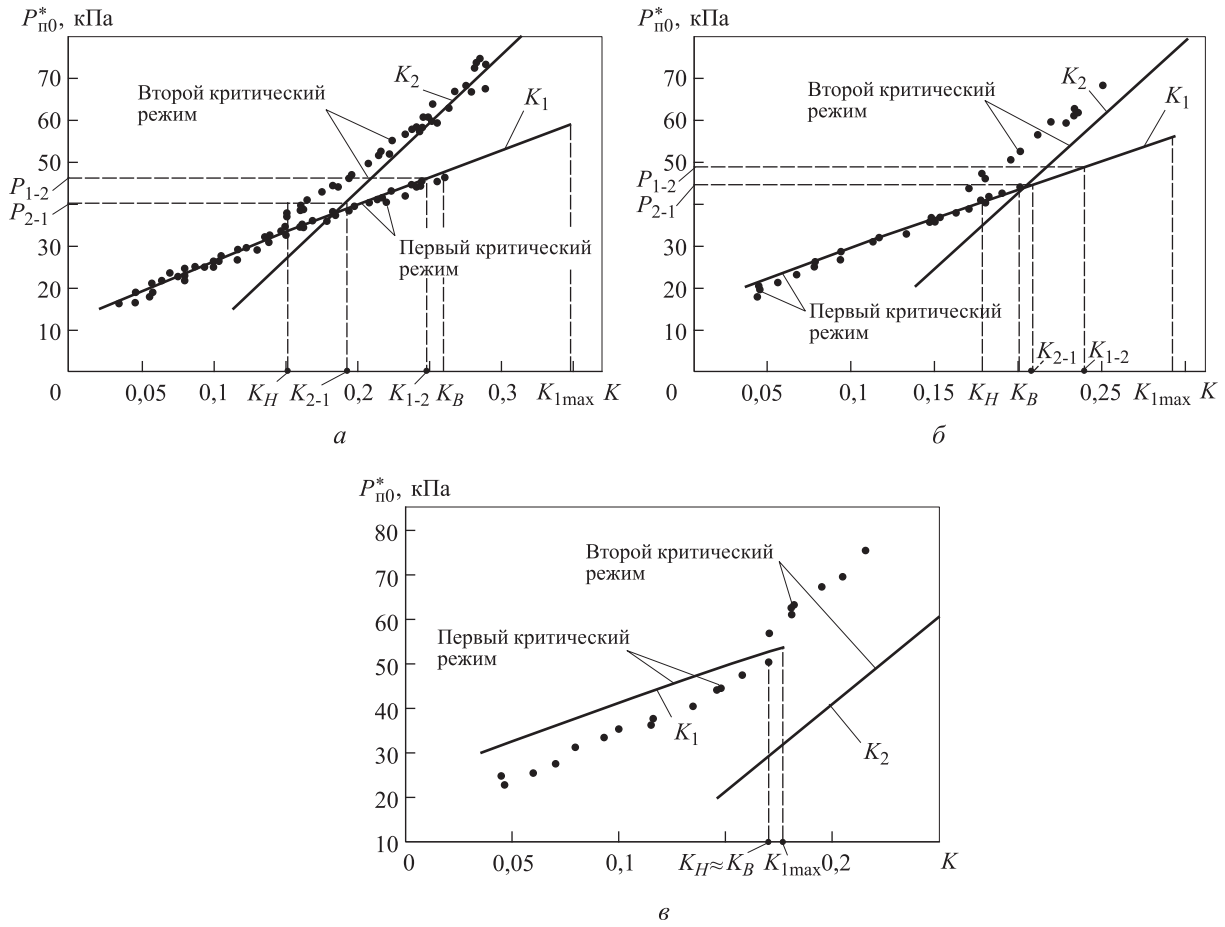


Рис. 5. Режимная характеристика эжектора ( $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  $T_a^* = T_{п}^* = 275$  К):  
 • — эксперимент; — — расчет; а —  $\bar{l}_{KC} = 6,45$ ,  $z = 0,11$ ; б —  $\bar{l}_{KC} = 4,75$ ,  $z = 0,04$ ; в —  $\bar{l}_{KC} = 2,75$ ,  $z = 0$

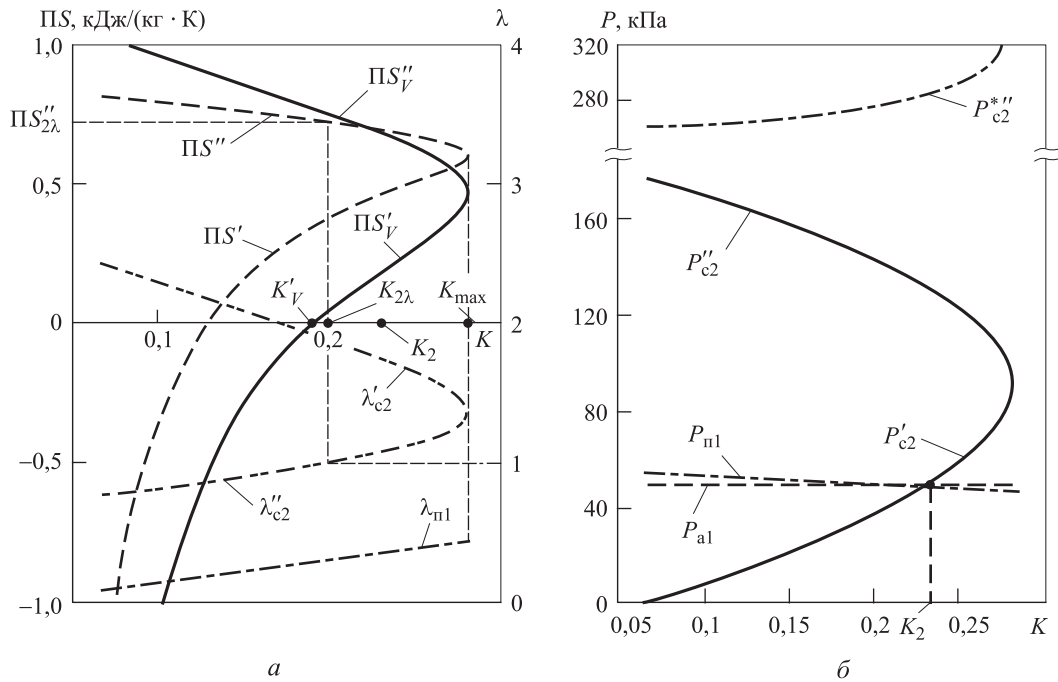


Рис. 6. Результаты расчета газового эжектора с конической КС ( $\bar{l}_{KC} = 9,95$ ;  $z = 0,55$ ;  $\alpha = 4,89$ ;  $\beta = 0,444$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  $P_{п0}^* = 53,747$  кПа;  $T_a^* = T_{п}^* = 275$  К):  
 а — PS; б — P

сечении КС на докритическом режиме в точке его перехода ко второму критическому режиму меньше единицы ( $\lambda''_{c2} < 1$ ). Во втором случае (см. рис. 6) докритические режимы работы эжектора реализуются только до коэффициента эжекции  $K_{2\lambda}$ , при котором скорость смеси в выходном сечении КС на этом режиме достигает скорости звука  $\lambda''_{c2} = 1,0$ , и осуществляется второй критический режим со звуковой скоростью течения смеси в выходном сечении КС. В этом случае второй критический режим со сверхзвуковой скоростью течения смеси в выходном сечении КС не реализуется, поскольку соответствующий ему коэффициент эжекции  $K_2 > K_{2\lambda}$  (см. рис. 6). На дроссельной характеристике эжектора докритический режим переходит во второй критический при достижении дозвуковой скорости смеси в выходном сечении КС скорости звука ( $\lambda''_{c2} = 1$ ). Это подтверждается проведенными экспериментами (см. [14]), в которых показана реализация звуковой скорости течения смеси газов в горловине диффузора на втором критическом режиме работы в эжекторе с  $\bar{l}_{КС} = 9,95$  и сверхзвуковой скорости течения смеси в эжекторе с меньшей длиной КС, например с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$ .

Построение расчетного участка режимной характеристики, соответствующего второму критическому режиму, для эжекторов с  $\bar{l}_{КС} = 9,95$  (рис. 7, а) и  $\bar{l}_{КС} = 12,15$  (рис. 8) незначительно отличается от изложенного выше для эжекторов с меньшими длинами КС. В этом случае также решаются уравнения эжекции для ряда выбранных значений  $P_{п0}^*$ . При этом для значения  $P_{п0}^*$ , при котором скорость смеси в

выходном сечении КС на докритическом режиме работы достигает скорости звука ( $\lambda''_{c2} = 1$ ), определяют коэффициент эжекции  $K_{2\lambda}$  (см. рис. 6). Если  $K_{2\lambda} < K_2$ , то реализуется второй критический режим со звуковой скоростью течения смеси газа в выходном сечении КС. В табл. 3 приведены результаты расчета  $K_{2\lambda}$  и соответствующее ему производство энтропии  $PS''_{2\lambda}$  для второго критического режима с  $\lambda''_{c2} = 1$ , а также ряд других параметров, полученных для указанных значений  $P_{п0}^*$  на входе в эжектор с  $\bar{l}_{КС} = 9,95$ . На рис. 7, а приведены результаты расчета участка режимной характеристики (кривая  $K_{2\lambda}$ ), соответствующего второму критическому режиму с  $\lambda''_{c2} = 1$ . Здесь же нанесены экспериментальные точки режимной характеристики для рассматриваемого эжектора. На рис. 7, б приведены экспериментальные и расчетные зависимости проекции  $F_z$  на ось эжектора силы взаимодействия потока газа со стенкой конической КС от давления  $P_{п0}^*$ . Эти зависимости построены аналогично представленным на рис. 2, б. Видно удовлетворительное согласование экспериментальных значений  $F_z$  с расчетной зависимостью, построенной для второго критического режима при параметре  $z = 0,55$ . Для первого критического режима удовлетворительное согласование экспериментальных значений проекции силы  $F_z$  с расчетными было достигнуто при  $z = -0,05$ , как и для других исследованных эжекторов (см., например, рис. 2, б; 7, б). На рис. 8 приведены экспериментальная и расчетная режимные характеристики эжектора с переудлиненной конической КС ( $\bar{l}_{КС} = 12,15$ ). Как экспериментально

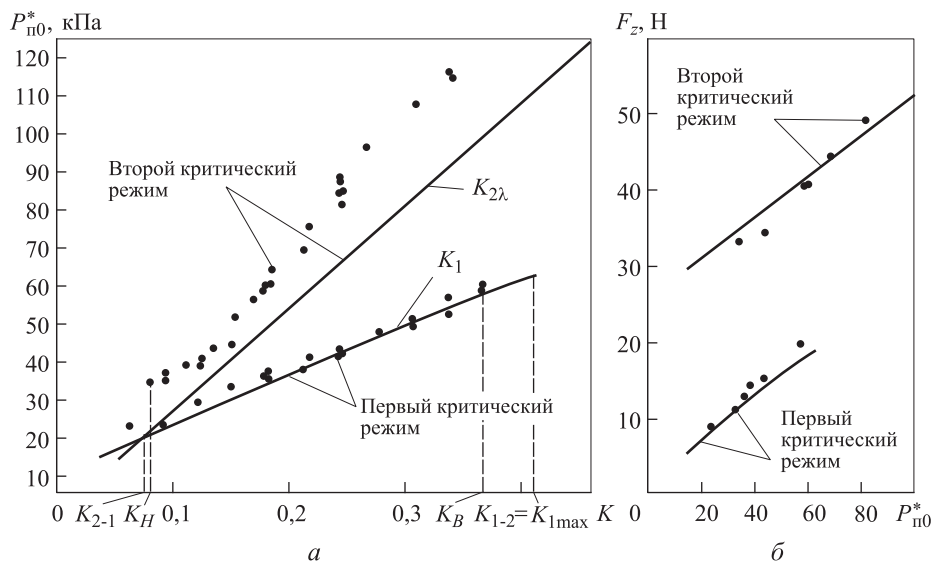


Рис. 7. Режимная характеристика (а) и зависимость  $F_z$  от  $P_{п0}^*$  (б) эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 9,95$ :  
 • — эксперимент; — — расчет;  $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  $T_a^* = T_n^* = 275$  К;  $z = 0,55$  (второй критический режим)

Таблица 3

Результаты расчета второго критического режима работы эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 9,95$   
( $z = 0,55$ ;  $P_{a0}^* = 5,1425$  МПа)

| Параметр                       | $P_{п0}^*$ , кПа |        |        |        |        |        |        |        |
|--------------------------------|------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
|                                | 15               | 20     | 30     | 42     | 53,747 | 62,526 | 75     | 117,72 |
| $\lambda_{c2}''$               | 1,0              | 1,0    | 1,0    | 1,0    | 1,0    | 1,0    | 1,0    | 1,0    |
| $K_{2\lambda}$                 | 0,0537           | 0,0724 | 0,1097 | 0,1544 | 0,1982 | 0,2309 | 0,2775 | 0,4368 |
| $PS_{2\lambda}''$ , кДж/(кг·К) | 0,8254           | 0,8118 | 0,7861 | 0,7574 | 0,7314 | 0,7132 | 0,6889 | 0,6176 |
| $P_{п1}$ , кПа                 | 14,242           | 18,967 | 28,417 | 39,757 | 50,857 | 59,153 | 70,941 | 111,31 |
| $P_{c2}''$ , кПа               | 127,2            | 129,45 | 133,96 | 139,36 | 144,64 | 148,6  | 154,21 | 173,44 |
| $P_{c2}^*$ , кПа               | 240,61           | 244,86 | 253,38 | 263,59 | 273,6  | 281,07 | 291,69 | 328,06 |
| $F_z$ , Н                      | 29,98            | 31,86  | 33,94  | 37,11  | 40,21  | 42,48  | 45,82  | 57,10  |

было показано (см. [14]), в эжекторе с  $\bar{l}_{KC} = 12,15$  так же, как и с  $\bar{l}_{KC} = 9,95$ , на втором критическом режиме работы в горловине диффузора реализуется звуковая скорость течения смеси газов, что согласуется с результатами расчетов. Однако в эжекторе с  $\bar{l}_{KC} = 12,15$  первый критический режим работы отсутствует. Реализовать первый критический режим в эжекторе с конической КС, согласно проведенным экспериментам, ни при каких условиях не удается, если кривые на режимной характеристике, соответствующие первому и второму критическим режимам работы, не пересекаются во всем возможном диапазоне значений коэффициента эжекции. Расчетные кривые для первого и второго критических режимов на режимной характеристике не пересекаются (см. рис. 8), поэтому первый критический режим работы в эжекторе с  $\bar{l}_{KC} = 12,15$  реализоваться не может.

Сопоставим экспериментальную дроссельную характеристику эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 8,15$ , приведенную на рис. 3 для коэффициента эжекции  $K = 0,305$ , с расчетной. Дроссельную характеристику строят в такой последовательности. По расчетной режимной характеристи-

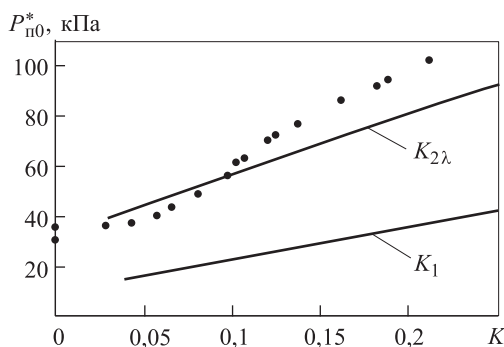


Рис. 8. Режимная характеристика эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 12,15$ :

• — эксперимент; — — расчет;  $P_{a0}^* = 5,143$  МПа;  
 $T_a^* = T_n^* = 275$  К;  $z = 0,85$  (второй критический режим)

ке, представленной на рис. 2, а, определяют для  $K = 0,305$  значение полного давления пассивного газа  $P_{п0}^* = 75$  кПа, при котором реализуется второй критический режим работы эжектора. Далее для  $P_{п0}^* = 75$  кПа и  $K = 0,305$  по уравнениям эжекции рассчитывают полное давление смеси газов  $P_{c2}^*$  в выходном сечении КС в точке перехода докритического режима во второй критический режим. При этом в уравнениях эжекции используют параметр  $z$ , определенный по рис. 4 для эжектора с заданной относительной длиной КС. Полное давление смеси газов  $P_{c3}^*$  на выходе из эжектора в точке В (см. рис. 3) дроссельной характеристики отличается от давления  $P_{c2}^*$  на величину потерь давления в диффузоре. Затем строят участок ВD дроссельной характеристики, соответствующий второму критическому режиму работы эжектора. При построении докритического участка ВА дроссельной характеристики для одного и того же значения  $K = 0,305$  и ряда выбранных значений  $P_{п0}^*$ , принадлежащих участку ВА, из решения уравнений эжекции находят значения  $P_{c2}^*$ . При этом в уравнениях эжекции для докритического участка дроссельной характеристики принимают значение параметра  $z$  как для второго критического режима в силу незначительных их отличий, особенно вблизи точки перехода одного режима в другой (см. рис. 2, б).

Построение участка  $B_1D_1$  дроссельной характеристики, соответствующего первому критическому режиму, выполняют аналогично построению участка ВD (см. рис. 3). При этом для заданного  $K = 0,305$  по режимной характеристике определяется расчетное давление  $P_{п0}^* = 51$  кПа, при котором реализуется первый критический режим работы эжектора. Это значение  $P_{п0}^*$  можно определить сразу по уравнениям, приведенным в [15], без построения режимной характеристики. Далее для найденного

значения  $P_{п0}^* = 51$  кПа и  $K = 0,305$  из решения уравнений эжекции определяют параметры сверхзвукового режима течения смеси газов в выходном сечении КС (до скачка уплотнения) на первом критическом режиме. Затем по найденным параметрам смеси до скачка находят полное давление смеси газов в выходном сечении КС за скачком уплотнения  $P_{ск2}^*$ . Давление  $P_{ск2}^*$  отличается от давления  $P_{с3}^*$  в точке  $B_1$  дроссельной характеристики на величину потерь давления в диффузоре. Дроссельные характеристики в диапазоне коэффициентов эжекции, в котором, согласно режимной характеристике, могут реализоваться только одни вторые или первые критические режимы, строят аналогичным образом для одного из этих режимов.

Режимная характеристика эжектора позволяет выделить диапазоны коэффициентов эжекции, где при определенных условиях реализуются критические режимы работы, и определить на дроссельной характеристике эжектора, в какой из критических режимов переходит докритический режим. На экспериментальных режимных характеристиках, представленных на рис. 2, 5, 7, 8, по характерному профилю изменения давления по длине КС был выделен диапазон коэффициентов эжекции от значения  $K_H$  и ниже, в котором могут реализоваться первые критические режимы. Диапазон коэффициентов эжекции от значения  $K_B$  и выше, в котором могут реализоваться только вторые критические режимы, и диапазон от  $K_H$  до  $K_B$ , где при одном и том же значении коэффициента эжекции могут реализоваться как первые, так и вторые критические режимы в зависимости от условий запуска эжектора. Причем, в случае реализации при запуске эжектора первого критического режима при последующем росте расхода пассивного газа этот режим сохраняется до коэффициента эжекции  $K_B$ , после чего следует скачкообразный переход на второй критический режим. При работе эжектора на втором критическом режиме с уменьшением расхода пассивного газа при коэффициенте эжекции  $K_H$  осуществляется обратный переход на первый критический режим. При запуске эжектора с подачей в КС сначала полного расхода пассивного газа, а затем активного газа, при коэффициентах эжекции больших  $K_H$ , сразу после пуска эжектора реализуются вторые критические режимы, имеющие полное давление пассивного газа  $P_{п0}^*$  выше, чем первые критические при одном и том же значении  $K$ . При коэффициентах эжекции, меньших

$K_H$ , реализуются первые критические режимы. Дальнейшее изменение коэффициента эжекции за счет расхода пассивного газа приводит к изменению режимов работы в соответствии с режимной характеристикой конкретного эжектора. При запуске эжектора с подачей сначала полного расхода активного газа, а затем пассивного, в силу нарастания при пуске расхода пассивного газа от нуля до расчетного, происходит увеличение коэффициента эжекции, начиная с нулевого значения. При этом уже при малых значениях коэффициентов эжекции, меньших  $K_H$ , согласно режимной характеристике, в одних эжекторах реализуются первые критические режимы (см. рис. 2, 5, 7), а в других, в которых отсутствует коэффициент эжекции  $K_H$ , — вторые (см. рис. 8). Дальнейшее изменение коэффициента эжекции за счет увеличения расхода пассивного газа, в том числе во время запуска эжектора, приводит к изменению режимов работы в соответствии с режимной характеристикой эжектора. На режимных характеристиках некоторых эжекторов диапазон коэффициентов эжекции  $K_H — K_B$ , в котором возможна реализация как первого, так и второго критического режима, может быть незначительным (см. рис. 5, в). При этом первый критический режим с увеличением коэффициента эжекции при  $K_B$  переходит во второй критический. В случае уменьшения коэффициента эжекции при практически этом же значении  $K_H \approx K_B$  второй критический режим переходит в первый. В сверхзвуковых эжекторах с переудлиненной конической КС могут реализоваться только вторые критические режимы со звуковой скоростью течения смеси газов в горловине диффузора. Поэтому на экспериментальной режимной характеристике, приведенной на рис. 8, точки  $K_H$  и  $K_B$  отсутствуют.

В работе [12] показано, что при переходе с докритического режима на критический первым из двух возможных критических режимов реализуется тот, который имеет при заданном коэффициенте эжекции большее значение  $P_{п0}^*$ . Поэтому докритический режим с коэффициентом эжекции, большим  $K_H$ , при уменьшении противодавления  $P_{с3}^*$  переходит на дроссельной характеристике эжектора во второй критический режим, а с коэффициентом эжекции, меньшим  $K_H$ , — в первый критический. Из изложенного выше следует, что, как при запуске эжектора, так и при переходе с докритического режима к критическому, из двух возможных критических режимов первым реализуется

имеющий большее значение  $P_{п0}^*$  при одном и том же значении коэффициента эжекции  $K$ .

На рис. 2, а; 5, а, б; 7, а; 8 видно удовлетворительное согласование расчетных зависимостей  $P_{п0}^* = f(K)$  для первого (кривая  $K_1$ ) и второго (кривые  $K_2$  или  $K_{2\lambda}$ ) критических режимов с экспериментальными точками режимных характеристик рассматриваемых эжекторов, особенно с оптимальными, в работе [14], или близкими к ним длинами КС. Это свидетельствует о том, что для таких геометрий эжекторов является приемлемым принятое при расчете допущение об идеальности КС. При малой длине КС (см. рис. 5, в) расчетная кривая для второго критического режима значительно отклоняется от экспериментальной. Это объясняется увеличением незавершенности процесса смешения газов к выходному сечению КС с уменьшением ее длины. Незавершенность процесса смешения в уравнениях эжекции учитывается с помощью коэффициентов связи  $\Pi_{с2}$  и  $\Pi_{кин с2}$ , принятых при расчете равными единице. На режимных характеристиках также приведены значения  $K_{1max}$ , до которых теоретически могут реализоваться первые критические режимы работы. Значение  $K_{1max}$  на рис. 8 находится за пределами значений оси абсцисс.

Приведенные на режимных характеристиках эжекторов расчетные зависимости позволяют определить максимально возможный диапазон коэффициентов эжекции, в котором могут реализоваться как первые, так и вторые критические режимы, но не объясняют сужение в эксперименте этого диапазона с уменьшением длины КС или его отсутствие в эжекторах с переудлиненной КС (см. рис. 8), так же как не обосновывают и условия перехода в этом диапазоне одного критического режима в другой.

Проанализируем возможность реализации каждого из двух критических режимов с точки зрения термодинамики необратимых процессов. В табл. 1 и 2 приведены значения удельных производств энтропии  $PS'$  и их составных частей  $PS'_V$  в КС для ряда значений  $P_{п0}^*$ , рассчитанные для эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$  при его работе на втором (см. табл. 1, значение  $PS'_2$ ) и первом (см. табл. 2, значения  $PS'_1$  и  $PS'_{V1}$ ) критических режимах. Значение  $PS'_{V2}$  для второго критического режима больше нуля для всех  $P_{п0}^*$  и в табл. 1 не приведено. На рис. 9, а сплошными линиями изображены кривые изменения удельных производств энтропии в зависимости от  $P_{п0}^*$ , построенные для первого и второго критических режимов по результатам расчетов, представленных в таблицах. Также на рисунке указано рас-

четное максимальное значение полного давления пассивного газа  $P_{1max}^*$  на входе в эжектор, соответствующее  $K_{1max}$ , до которого теоретически может реализоваться первый критический режим. В [12] проведен анализ работы газового эжектора с позиции термодинамики необратимых процессов и показано, что из двух режимов его работы наиболее вероятен к реализации режим с минимально возможным производством энтропии в КС эжектора. На основании этого из рис. 9, а следует, что при значениях  $P_{п0}^*$ , расположенных на оси абсцисс до точки пересечения кривых  $PS'_1$  и  $PS'_2$ , наиболее вероятно реализация первого критического режима, а после этой точки при больших значениях  $P_{п0}^*$  — второго критического.

Реализация при меньших значениях  $P_{п0}^*$ , а значит, и меньших значениях  $K$  первого критического режима следует и из режимной характеристики рассматриваемого эжектора с  $\bar{l}_{КС} = 8,15$ , представленной на рис. 2, а. На этой режимной характеристике расчетные кривые  $K_1 = f_1(P_{п0}^*)$  и  $K_2 = f_2(P_{п0}^*)$ , соответствующие первому и второму критическим режимам, пересекаются, следовательно, на основании изложенного выше при коэффициентах эжекции, меньших его значения в точке пересечения этих кривых, реализуются первые критические режимы. Это соответствует результатам энтропийного анализа, представленным на рис. 9, а. В случае реализации при запуске эжектора первого критического режима для его перехода с увеличением коэффициента эжекции, а соответственно, и  $P_{п0}^*$  на второй критический режим (см. рис. 2, а) необходимо чтобы осуществились определенные условия. Одним из таких условий является достижение коэффициентом эжекции значения  $K_{1max}$ , при превышении которого не может реализоваться картина течения смеси газов на начальном участке КС, соответствующая первому критическому режиму. Другое условие, обеспечивающее переход с первого критического режима работы на второй критический, следует из основных положений термодинамики необратимых процессов. На рис. 9, а видно, что, начиная от точки пересечения кривых  $PS'_1$  и  $PS'_2$  при  $P_{п0}^* = 42,8$  кПа и далее до давления  $P_{1max}^*$ , производство энтропии в КС на втором критическом режиме  $PS'_2$  становится меньше производства энтропии на первом критическом режиме  $PS'_1$ . При этом во всем диапазоне  $P_{п0}^*$ , приведенном на рисунке, для обоих критических режимов составляющая производства энтропии  $PS'_V > 0$ .

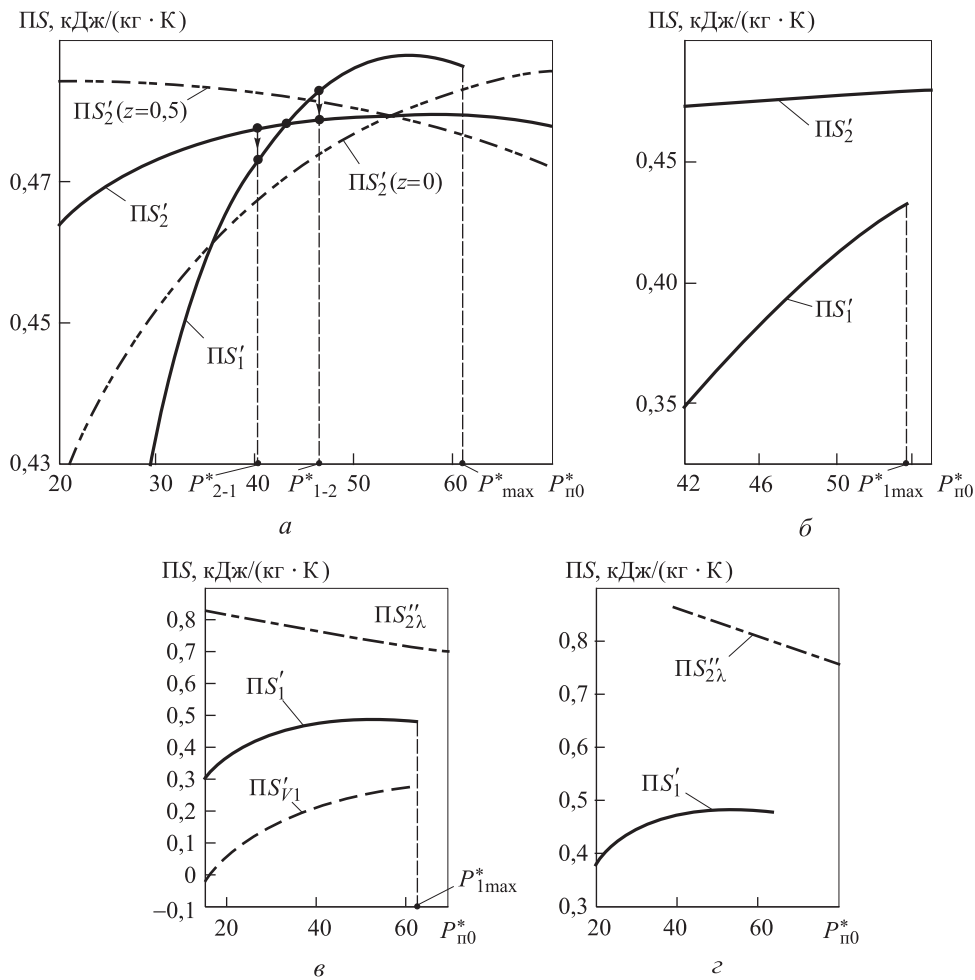


Рис. 9. Изменение удельных производств энтропии в КС эжектора:  
 а —  $\bar{l}_{KC} = 8,15$ ; б —  $\bar{l}_{KC} = 2,75$ ; в —  $\bar{l}_{KC} = 9,95$ ; г —  $\bar{l}_{KC} = 12,15$

Согласно положениям термодинамики необратимых процессов (см. [12]), режим с большим производством энтропии будет стремиться перейти в режим с меньшим производством энтропии. Переход с одного критического режима работы эжектора на другой, т. е. переход из одного возможного термодинамического состояния системы в другое, осуществляется под воздействием «движущей силы». Под движущей силой будем понимать то совокупное отличие процессов, происходящих в КС эжектора на первом и втором критических режимах, которое и создает разность производств энтропии между этими режимами. Величину движущей силы можно оценить по разности производств энтропии между двумя состояниями системы  $\Delta S = PS'_1 - PS'_2$ , а условие перехода — по относительной величине  $2\Delta S / (PS'_1 + PS'_2)$ . Переход, обусловленный положениями термодинамики необратимых процессов, может осуществиться только из термодинамического состояния с большим произ-

водством энтропии в термодинамическое состояние с меньшим производством энтропии. Если предположить, что переход с одного возможного режима работы на другой осуществляется при достижении относительной разности производств энтропии  $2\Delta S / (PS'_1 + PS'_2) \cdot 100$  в 1 %, то переход с первого критического на второй критический режим работы эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 8,15$  произойдет при полном давлении пассивного газа  $P_{1-2}^* = 46,5$  кПа (см. рис. 9, а), которому на режимной характеристике соответствует коэффициент эжекции  $K_{1-2} = 0,267$  (см. рис. 2, а). В случае реализовавшегося в рассматриваемом эжекторе второго критического режима его переход к первому критическому режиму с уменьшением  $P_{п0}^*$ , вызванному уменьшением  $K$ , произойдет при значении полного давления пассивного газа  $P_{2-1}^* = 40,1$  кПа (см. рис. 9, а), которому на режимной характеристике соответствует коэффициент эжекции  $K_{2-1} = 0,187$  (см. рис. 2, а). На рис. 9, а точки перехода с одного критического

режима на другой при относительной разности производств энтропии между режимами в 1 % соединены линией со стрелкой, указывающей направление перехода. На этом же рисунке для примера штрихпунктирными линиями нанесены две расчетные зависимости производств энтропии для второго критического режима  $PS'_2(z=0)$  и  $PS'_2(z=0,5)$ , рассчитанные соответственно при значении параметра  $z$ , равном 0 и 0,5 для эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 8,15$ . Из сопоставления результатов расчета следует, что изменение параметра  $z$  в силу, например, погрешности его определения, принятых допущений, изменения предыстории потоков и других условий приводит к изменению положения точек перехода с одного критического режима на другой для рассматриваемой геометрии эжектора, но при этом общий характер изменения кривых и сделанные выводы сохраняются.

Для эжекторов с  $\bar{l}_{KC} = 6,45$  и  $\bar{l}_{KC} = 4,75$  характер изменения кривых  $PS'_1$  и  $PS'_2$  от  $P_{п0}^*$  аналогичен приведенным на рис. 9, а. На режимных характеристиках этих эжекторов (см. рис. 5, а, б) представлены расчетные значения коэффициентов эжекции  $K_{1-2}$  и  $K_{2-1}$ , при которых реализуется переход с одного критического режима работы на другой. Некоторое отличие расчетных значений коэффициентов эжекции  $K_{2-1}$  и  $K_{1-2}$  от экспериментальных  $K_H$  и  $K_B$  обусловлено в том числе и предположением перехода с одного критического режима на другой при достижении между режимами относительной разности производств энтропии в 1%. С увеличением этой процентной величины разница между расчетными и экспериментальными значениями указанных выше коэффициентов эжекции на рис. 2, а уменьшается.

Для эжекторов с  $\bar{l}_{KC} = 2,75$  (см. рис. 5, в);  $\bar{l}_{KC} = 9,95$  (см. рис. 7);  $\bar{l}_{KC} = 12,15$  (см. рис. 8) расчетные зависимости удельных производств энтропии  $PS'_1$ ,  $PS'_2$  или  $PS''_{2\lambda}$  от  $P_{п0}^*$  приведены на рис. 9, б–г. При построении изображенной на рис. 9, в зависимости  $PS''_{2\lambda} = f(P_{п0}^*)$  использованы результаты расчета, представленные в табл. 3. На рисунке видно, что для этих трех эжекторов кривые  $PS'_1$ ,  $PS'_2$  или  $PS''_{2\lambda}$  изменяются идентично и существенно отличаются от изменения кривых, приведенных на рис. 9, а. В рассматриваемом случае кривые  $PS'_1$  и  $PS'_2$  или  $PS''_{2\lambda}$  не пересекаются и значение удельного производства энтропии на первом критическом режиме  $PS'_1$  меньше удельного производства энтропии  $PS'_2$  или  $PS''_{2\lambda}$  на втором критическом режиме во всем представленном диапазоне значений  $P_{п0}^*$ . Это указывает

на то, что в случае реализации при запуске эжектора первого критического режима он сохранится на режимной характеристике эжектора вплоть до максимально возможного для этого режима значения давления  $P_{1max}^*$ , которому соответствует коэффициент эжекции  $K_{1max}$  (см. рис. 5, в; 7, а). При этом переход с первого на второй критический режим произойдет не из-за разности в производствах энтропии между двумя критическими режимами, как это было в эжекторах с  $\bar{l}_{KC} = 8,15; 6,45; 4,75$  (см., например, рис. 2, а и 9, а), а за счет того, что первый критический режим при  $K_{1max}$  физически не реализуется. Этому случаю соответствуют режимные характеристики для эжекторов с  $\bar{l}_{KC} = 2,75$  и  $9,95$ . Согласно расчетам, запуск эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 9,95$  при  $K < 0,07$  приводит к реализации первого критического режима работы, так как кривые  $K_1$  и  $K_2$  на режимной характеристике пересекаются (см. рис. 7, а) и этот режим сохраняется до коэффициента эжекции  $K_{1max}$ , что согласуется с экспериментом. Аналогично до максимального значения  $K_{1max}$  сохраняется первый критический режим на режимной характеристике эжектора с  $\bar{l}_{KC} = 2,75$  (см. рис. 5, в). В эжекторе с  $\bar{l}_{KC} = 12,15$  участки режимной характеристики, соответствующие первому и второму критическим режимам, не пересекаются (см. рис. 8), и во всем диапазоне коэффициентов эжекции расчетное значение давления  $P_{п0}^*$  для второго критического режима выше, чем для первого. На основании этого и в соответствии с изложенным выше условие для запуска эжектора на первом критическом режиме описанным в работе способом не выполняется. Поэтому экспериментальная режимная характеристика такого эжектора содержит только участок, соответствующий работе эжектора на втором критическом режиме со звуковой скоростью течения смеси в выходном сечении КС (см. рис. 8), несмотря на то что производство энтропии  $PS''_{2\lambda}$  для этого режима выше, чем для первого критического режима (см. рис. 9, г).

Следует отметить, что при малых давлениях  $P_{п0}^*$ , близких к давлению запираания эжектора, составляющая удельного производства энтропии  $PS'_{V1}$  из-за выравнивания скоростей движения смешиваемых потоков для первого критического режима становится меньше нуля (см., например, рис. 9, в). Это указывает на то, что при малых значениях давления  $P_{п0}^*$ , а значит, и коэффициентов эжекции, первый критический режим при принятых допущениях реализоваться не может. Сверхзвуковой газовый

эжектор с конической КС при коэффициентах эжекции, близких к нулю, приближается к газодинамическому диффузору и в этой работе не анализируется.

Проведенный термодинамический анализ подтверждает возможность реализации в сверхзвуковом газовом эжекторе с конической КС при одном и том же коэффициенте эжекции двух критических режимов работы, а также влияние его геометрических размеров, термодинамических параметров и условий запуска на реализацию этих режимов. Следует отметить, что анализ был проведен для эжекторов, экспериментальные характеристики которых удовлетворительно согласуются с расчетными в предположении идеальности КС. В случае расхождения результатов расчета с экспериментом из-за этого допущения или неправильного определения параметра  $z$  расчетные кривые для удельных производств энтропии могут отличаться от приведенных на рис. 9, а и б.

На основании изложенного выше, а также предыдущих работ автора [12, 16] можно предложить аксиому о стремлении к совершенству процессов в природе: *из всех возможных стационарных состояний системы, допускаемых действующими в природе законами, термодинамикой необратимых процессов, граничными и другими физически обоснованными условиями, наиболее вероятно состояние с минимально возможным производством энтропии.* При этом под возможными стационарными (квазистационарными) термодинамическими состояниями системы в рассматриваемом случае подразумевают состояния, соответствующие первому или второму критическим режимам, а также докритическому режиму работы эжектора. Под действующими законами понимают в том числе и используемые при выводе уравнений эжекции законы сохранения массы, энергии и количества движения. Состояниями системы, допускаемыми термодинамикой необратимых процессов, считают те состояния, для которых общее производство энтропии и ее составляющая часть, обусловленная выравниванием скоростей движения смешивающихся газов, имеют положительные значения. В общем случае должна учитываться положительная составляющая производства энтропии вследствие трения потока о стенку (см. [16]), пренебрегаемая в данной статье. Под граничными условиями в рассматриваемом процессе, кроме параметров на границе выделенного объема КС, принимают значение коэффициента эжекции  $K_{1\max}$ , при превышении которого

становится физически невозможным реализация первого критического режима работы эжектора. Под другими условиями, допускающими реализацию одного из двух возможных стационарных состояний системы, для данного случая принимают условия, при которых, в том числе во время запуска эжектора, реализуется первый или второй критический режим.

Теорема Пригожина, вывод которой приведен, например, в [17], является частным случаем предложенной аксиомы. В более поздних работах И. Пригожина [18] эта теорема сформулирована следующим образом: «В области применимости соотношений Онсагера, т. е. в линейной области, система эволюционирует к стационарному состоянию, характеризующему минимальным производством энтропии, совместимым с наложенными на систему связями. Эти связи определяются граничными условиями». Соотношения Онсагера применимы только вблизи равновесия термодинамической системы. Обобщить теорему Пригожина о минимуме производства энтропии для системы, находящейся вдали от равновесия, невозможно. Так, например, в [18] рассматривается неустойчивость Бенара, возникающая в горизонтальном слое жидкости с вертикальным градиентом температуры, создаваемым нагревом слоя снизу. При определенном пороговом значении градиента температуры нарушается состояние покоя и возникает движение ансамбля молекул (конвекция), что увеличивает перенос тепла. Следовательно, при определенном пороговом градиенте температуры система переходит в новое квазистационарное состояние с возрастанием производства энтропии, что, согласно [18], противоречит теореме о минимуме производства энтропии. Но это не противоречит сформулированной в статье аксиоме, согласно которой для рассматриваемого случая из двух возможных состояний системы реализуется состояние с минимально возможным производством энтропии только при соблюдении определенных условий. Этим условием является пороговое значение градиента температуры, ниже которого термодинамическая система перейдет из состояния конвективного движения (квазистационарного состояния с большим производством энтропии) к состоянию покоя, характеризующемуся меньшим производством энтропии. Следует отметить, что в предложенной аксиоме говорится о минимально возможном производстве энтропии, а не о минимальном производстве, как в теореме Пригожина. Так, например, при определении минимально



возможного производства энтропии в КС эжектора учитывается значение производства энтропии  $\Pi S_V$  из-за диссипации кинетической энергии, происходящей при смешении потоков. Эта составляющая производства энтропии во всех реально протекающих процессах может быть только положительной. К граничным условиям термодинамической системы относятся и условия на границе выделенного объема, в котором протекает рассматриваемый процесс. В частности, для КС эжектора к ним относятся неравномерность параметров по сечению и степень турбулентности потоков во входном сечении КС, которые, в свою очередь, зависят от предыстории этих потоков. В работе [16] показано влияние предыстории активного потока на характеристики жидкостно-газового струйного аппарата.

В газовых эжекторах вследствие больших коэффициентов эжекции по сравнению с жидкостно-газовыми на характеристики эжектора оказывает влияние и предыстория пассивного потока. Так, в рассматриваемых эжекторах изменение в эксперименте предыстории пассивного потока путем его подвода в приемную камеру не через одно отверстие диаметром 9 мм, ось которого перпендикулярна оси эжектора (см. рис. 2, в), а через четыре отверстия диаметром 20 мм, равномерно расположенных по периметру приемной камеры и подключенных к общему коллектору, обусловило изменение зависимости параметра  $z$  от относительной длины КС для второго критического режима работы, а соответственно и режимных характеристик. На рис. 4 эта зависимость для более равномерного подвода пассивного газа в его приемную камеру представлена кривой 2. Одновременно при этом уменьшился коэффициент в формуле (7) в работе [15] со значения 2,2

до 1,7, влияющий на расположение сечения запыриания в конической КС при работе эжектора на первом критическом режиме. Все это привело к изменению режимной характеристики эжектора и производств энтропии в его КС. При этом характер изменения экспериментальных и расчетных кривых и сделанные в этой работе выводы сохранились. Также наблюдалось удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментом. Предложенная в работе аксиома сформулирована и экспериментально подтверждена для процессов, протекающих при смешении как однофазных [12–14], так и двухфазных [16] потоков в КС эжектора. Так, например, на рис. 13 в [16] для двух значений полного давления  $P_{п1}^*$  пассивного газа (воздуха) приведены расчетные зависимости удельного производства энтропии  $\Pi S$  и ее составной части  $\Pi S_V$  от коэффициента эжекции для идеального жидкостно-газового струйного аппарата, в который в качестве активного потока подается вода с полным давлением  $P_{ж1}^*$ . Эти зависимости аналогичны представленным на рис. 1, а для газового эжектора. При их построении использованы уравнения эжекции приведенные в [16], решения которых дают два значения скорости смеси в выходном сечении КС, при этом меньшее значение соответствует дозвуковому, а большее — сверхзвуковому режиму течения двухфазной смеси. Отметим, что сверхзвуковые режимы течения смеси в выходном сечении КС возникают при дозвуковых скоростях течения газа и жидкости на входе в нее вследствие значительного уменьшения скорости звука в образующейся двухфазной смеси. На рис. 10 величины  $\Pi S''$ ,  $\Pi S_V''$  и  $K_V''$  соответствуют дозвуковому режиму течения смеси в выходном сечении КС, а величины  $\Pi S'$ ,  $\Pi S_V'$  и  $K_V'$  — сверхзвуковому режиму. При значении

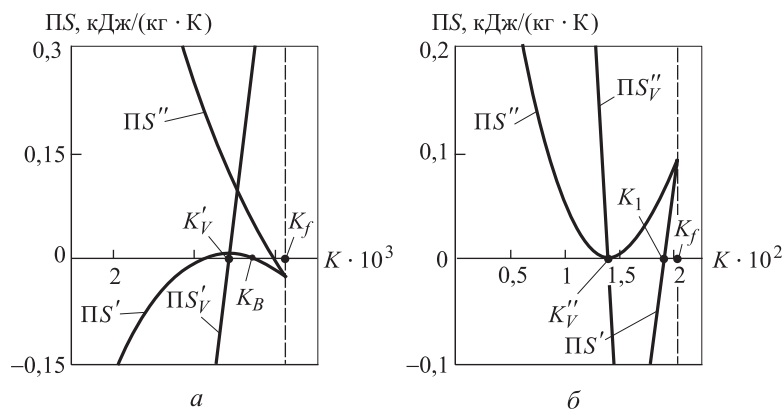


Рис. 10. Результаты расчета водовоздушного эжектора ( $\alpha = 3$ ;  $\beta = 1$ ;  $P_{ж1}^* = 686$  кПа;  $T_{ж1}^* = T_{г1}^* = 288$  К):  
а —  $P_{п1}^* = 98,1$  кПа; б —  $P_{п1}^* = 392$  кПа

коэффициента эжекции, обозначенном  $K_f$ , все одноименные кривые, приведенные на рисунке, сходятся в одну точку. Точка слияния кривых  $PS'_V$  и  $PS''_V$  на рис. 10, а находится в области положительных значений  $PS$  за пределами значений, указанных на оси, а на рис. 10, б — в области отрицательных значений. На рис. 10, а видно, что при  $P_{п1}^* = 98,1$  кПа в диапазоне коэффициентов эжекции от нуля до  $K'_V$  (точки пересечения  $PS'_V$  с осью абсцисс) из двух возможных режимов может реализоваться только докритический режим работы эжектора, поскольку только он допускается термодинамикой необратимых процессов. В диапазоне коэффициентов эжекции  $K'_V—K_B$  наиболее вероятно реализация критического режима, имеющего меньшее производство энтропии по сравнению с докритическим. Однако для его реализации, как показали эксперименты, необходимо выполнение определенных условий: давление смеси на выходе из эжектора должно быть меньше максимально возможного давления смеси на критическом режиме работы. При  $P_{п1}^* = 392$  кПа (см. рис. 10, б) в диапазоне коэффициентов эжекции от нуля до  $K''_V$  (точки пересечения кривой  $PS''_V$  с осью абсцисс) также может реализоваться только докритический режим, а при больших значениях  $K$  ни один из двух рассматриваемых режимов не допускается к реализации термодинамикой необратимых процессов ( $PS''_V < 0$  и

$PS'_V < 0$ ). Как показали эксперименты [16], в диапазоне коэффициентов эжекции  $K''_V—K_f$  жидкостная струя пробивает КС не образуя в выходном ее сечении двухфазной смеси, что нарушает основные допущения, принятые при выводе уравнений эжекции и используемые в расчете производств энтропии. Все это подтверждает применимость предложенной аксиомы и для определения режимов работы двухфазных струйных аппаратов. Распространение аксиомы на другие процессы, которые могут протекать по двум или более направлениям, требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

## Выводы

1. Разработана методика расчета сверхзвукового газового эжектора с идеальной конической КС, учитывающая все возможные режимы его работы.
2. Показано удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментом.
3. Предложена аксиома, объясняющая с позиции термодинамики необратимых процессов возможность реализации в рассматриваемых эжекторах трех различных режимов работы и позволяющая определить момент перехода одного режима в другой.

## Литература

- [1] Sun D.W., Eames I.W. Recent developments in the design theories and applications of ejectors — a review. *Journal of the Institute of Energy*, 1995, vol. 68, iss. 475, pp. 65–79.
- [2] *Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов*. Москва, Изд-во ЦАГИ, 1961. 327 с.
- [3] Байков В.С., Васильев Ю.Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с изобарической камерой смешения. *Тр. ЦИАМ*, № 976, 1982. 55 с.
- [4] Дейч М.Е. *Техническая газодинамика*. Москва, Энергия, 1974. 592 с.
- [5] Zhu Y., Cai W., Wen C., Li Y. Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors. *Applied Thermal Engineering*, 2009, vol. 29, iss. 5–6, pp. 898–905.
- [6] Васильев Ю.Н., Лашков Ю.А. Экспериментальное исследование газовых эжекторов с коническими камерами смешения. *Сб. работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов*. Москва, ЦАГИ, 1961, с. 224–235.
- [7] Соколов Е.Я., Зингер Н.М. *Струйные аппараты*. Москва, Энергоатомиздат, 1989. 351 с.
- [8] Хикмен К.Е., Хилл Р.Г., Джилберт Г.В. Теоретическое и экспериментальное исследование струйного эжектора для сжимаемой жидкости со смешительной трубой переменного сечения. *Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. Д. Теоретические основы инженерных расчетов*, 1973, № 2, с. 164–175.
- [9] Хеджес К.Р., Хилл Р.Г. Газоструйные эжекторы. Часть II. Экспериментальное исследование картины течения и анализ. *Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. Д. Теоретические основы инженерных расчетов*, 1976, № 3, с. 202–209.
- [10] Matsuo, K., Sasaguchi, K., Tasaki, K., Mochizuki, H. Investigation of supersonic air ejectors – 2. Effects of throat-area-ratio on ejector performance. *Bulletin of the JSME*, 1982, vol. 25, iss. 210, pp. 1898–1905.

- [11] Kim S., Kwon S. Experimental determination of geometric parameters for an annular injection type supersonic ejector. *Journal of Fluids Engineering*, 2006, vol. 128, iss. 6, 2006, pp. 1164–1171.
- [12] Цегельский В.Г. К теории газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения. *Известия высших учебных заведений. Машиностроение*, 2012, № 2, с. 46–71.
- [13] Цегельский В.Г., Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д. Экспериментально-теоретическое исследование режимов работы сверхзвуковых газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения. *Известия высших учебных заведений. Машиностроение*, 2012, № 3, с. 48–58.
- [14] Цегельский В.Г., Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д. Экспериментальное исследование влияния длины конической камеры смешения и горловины диффузора на характеристики сверхзвукового газового эжектора. *Известия высших учебных заведений. Машиностроение*, 2013, № 4, с. 30–44.
- [15] Цегельский В.Г. К расчету первого критического режима сверхзвукового газового эжектора с конической камерой смешения. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение*, 2014, № 4, с. 61–72.
- [16] Цегельский В.Г. *Двухфазные струйные аппараты*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003. 408 с.
- [17] Пригожин И. *Введение в термодинамику необратимых процессов*. Ижевск, Изд-во НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2001. 160 с.
- [18] Пригожин И., Стенгерс И. *Порядок из хаоса*. Москва, Изд-во УРСС, 2000. 310 с.

## References

- [1] Sun D.W., Eames I.W. Recent developments in the design theories and applications of ejectors—a review. *Journal of the Institute of Energy*, 1995, vol. 68, iss. 475, pp. 65–79.
- [2] *Sbornik rabot po issledovaniiu sverkhzvukovykh gazovykh ezhektorov* [A collection of papers on the study of supersonic gas ejectors]. Moscow, TsAGI publ., 1961. 327 p.
- [3] Baikov V.S., Vasil'ev Iu.N. Teoriia sverkhzvukovogo gazovogo ezhektora s izobaricheskoi kameroy smesheniia [The theory of supersonic gas ejector with isobaric mixing chamber]. *Trudy TsIAM* [Proceedings of the CIAM]. 1982, no. 976, 55 p.
- [4] Deich M.E. *Tekhnicheskaiia gazodinamika* [Technical gas dynamics] Moscow, Energiia publ., 1974. 592 p.
- [5] Zhu Y., Cai W., Wen C., Li Y. Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors. *Applied Thermal Engineering*, 2009, vol. 29, iss. 5-6, pp. 898–905.
- [6] Vasil'ev Iu.N., Lashkov Iu.A. Eksperimental'noe issledovanie gazovykh ezhektorov s konicheskimi kamerami smesheniia [Experimental study of gas ejectors with conical mixing chambers]. *Sbornik rabot po issledovaniiu sverkhzvukovykh gazovykh ezhektorov* [A collection of papers on the study of supersonic gas ejectors]. Moscow, TsAGI publ., 1961, pp. 224–235.
- [7] Sokolov E.Ia., Zinger N.M. *Struinye apparaty* [Jet devices]. Moscow, Energoatomizdat publ., 1989. 351 p.
- [8] Khikmen K.E., Khill R.G., Dzhilbert G.B. Teoreticheskoe i eksperimental'noe issledovanie struinogo ezhektora dlia szhimaemoi zhidkosti so smesitel'noi truboi peremennogo secheniia [Theoretical and experimental study of the jet ejector for an incompressible fluid with variable cross-section of the mixing tube]. *Trudy Amerikanskogo obshchestva inzhenerov-mekhanikov. Serii D. Teoreticheskie osnovy inzhenernykh raschetov* [Proceedings of the American Society of Mechanical Engineers. Series D. Theoretical Foundations of engineering calculations]. 1973, no. 2, pp. 164–175.
- [9] Khedzhes K.R., Khill P.G. Gazostruinye ezhektory. Chast' II. Eksperimental'noe issledovanie kartiny techeniia i analiz [Gas-jet ejectors. Part II. Experimental study of flow patterns and analysis]. *Trudy Amerikanskogo obshchestva inzhenerov-mekhanikov. Serii D. Teoreticheskie osnovy inzhenernykh raschetov* [Proceedings of the American Society of Mechanical Engineers. Series D. Theoretical Foundations of engineering calculations]. 1976, no. 3, pp. 202–209.

- [10] Matsuo, K., Sasaguchi, K., Tasaki, K. Mochizuki, H. Investigation of supersonic air ejectors – 2. Effects of throat-area-ratio on ejector performance. *Bulletin of the JSME*, 1982, vol. 25, iss. 210, pp. 1898–1905.
- [11] Kim S., Kwon S. Experimental determination of geometric parameters for an annular injection type supersonic ejector. *Journal of Fluids Engineering*, 2006, vol. 128, iss. 6, 2006, pp. 1164–1171.
- [12] Tsegel'skii V.G. К теории газových ezhektorov s tsilindricheskoi i konicheskoi kamerami smesheniia [On the theory of gas ejectors having cylindrical and conical mixing chambers]. *Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Mashinostroenie* [Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Building]. 2012, no. 2, pp. 46–71.
- [13] Tsegel'skii V.G., Akimov M.V., Safargaliev T.D. Eksperimental'no-teoreticheskoe issledovanie rezhimov raboty sverkhzvukovykh gazovykh ezhektorov s tsilindricheskoi i konicheskoi kamerami smesheniia [Experimental and theoretical investigation of operating modes of supersonic gas ejectors with cylindrical and conical mixing chambers]. *Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Mashinostroenie* [Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Building]. 2012, no. 3, pp. 48–58.
- [14] Tsegel'skii V.G., Akimov M.V., Safargaliev T.D. Eksperimental'noe issledovanie vliianiia dliny konicheskoi kamery smesheniia i gorloviny diffuzora na kharakteristiki sverkhzvukovogo gazovogo ezhektora [Experimental Research of the Influence of Conical Chamber Length and Diffuser Throat on the Supersonic Ejector Characteristics]. *Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Mashinostroenie* [Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Building]. 2013, no. 4, pp. 30–44.
- [15] Tsegel'skii V.G. К расчету первого критического режима sverkhzvukovogo gazovogo ezhektora s konicheskoi kameroi smesheniia [On Calculation of the First CRITICAL Mode of Supersonic Gas Ejector with Conical Mixing Chamber]. *Vestnik MGTU im. N.E. Bauman. Ser. Mashinostroenie* [Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Mechanical Engineering]. 2014, no. 4, pp. 61–72.
- [16] Tsegel'skii V.G. *Dvukhfaznye struinye apparaty* [Two-phase jet devices]. Moscow, Bauman Press, 2003. 408 p.
- [17] Prigozhin I. *Vvedenie v termodinamiku neobratimyykh protsessov* [Introduction to the thermodynamics of irreversible processes]. Izhevsk, NITs Reguliarnaia i khaoticheskaiia dinamika publ., 2001. 160 p.
- [18] Prigozhin I., Stengers I. *Poriadok iz khaosa* [Order out of chaos]. Moscow, URSS publ., 2000. 310 p.

Статья поступила в редакцию 10.04.2015

## Информация об авторе

**ЦЕГЕЛЬСКИЙ Валерий Григорьевич** (Москва) — доктор технических наук, главный научный сотрудник НИИ энергетического машиностроения. МГТУ им. Н.Э. Баумана (105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, e-mail: user46@post.ru).

## Information about the author

**TSEGELSKIY Valery Grigorievich** (Moscow) — Doctor of Science (Eng.), Chief Researcher of Power Engineering Research Institute. BMSTU (105005, Moscow, Russian Federation, 2<sup>nd</sup> Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1, e-mail: user46@post.ru).