

К ТЕОРИИ ГАЗОВОГО ЭЖЕКТОРА БОЛЬШОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ СМЕШЕНИЯ

Г. Л. ГРОДЗОВСКИЙ

(Москва)

Исследованы пути улучшения работы газового эжектора с большой степенью сжатия. Теоретически и экспериментально исследованы условия достижения максимальной степени сжатия на критическом режиме работы газового эжектора с учетом смешения сверхзвукового эжектирующего и дозвукового эжектируемого потоков до сечения запираания. Указаны принципы рационального использования эффекта смешения потоков в эжекторе до сечения запираания; использование этих принципов позволяет в несколько раз повысить степень сжатия сверхзвукового эжектора. Дана теория критического режима газового эжектора с равномерно перфорированным соплом и определены гидравлические параметры потребных перфорированных стенок. Показано, что перфорация как гидравлический фактор может существенно улучшить параметры звукового эжектора на критическом режиме.

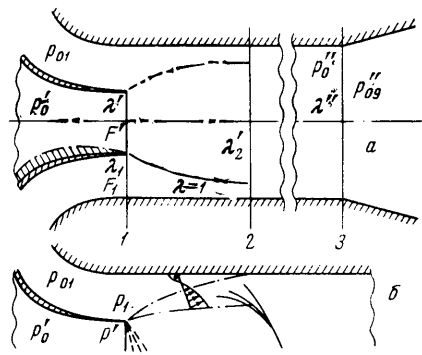
Основы современной теории газового эжектора были разработаны С. А. Христиановичем [1, 2]. В этих работах с учетом сжимаемости для эжектора с цилиндрической камерой смешения (фиг. 1а) было установлено соотношение между параметрами потока в конце камеры смешения (сечение 3, p_0'' — полное давление, λ'' — приведенная скорость) и параметрами эжектирующего (сечение 1, p_0' , λ') и эжектируемого (p_{01} , λ_1) потоков. Теория эжектора [1, 2] (см. также [3, 4]) дана в гидравлическом приближении: поток в конце камеры смешения принят равномерным, трением потока о стенки камеры смешения пренебрегают. Использование газодинамических функций [5-9] позволило получить расчетные уравнения эжектора в удобной форме и обобщить их на случай смешения газов с различными термодинамическими свойствами. Отметим, что при дозвуковых скоростях эжектирующего и эжектируемого потоков система уравнений эжектора [1, 2] дополняется условием равенства статических давлений в сечении 1 контакта потоков $p' = p_1$.

Результаты обширных экспериментальных исследований дозвуковых эжекторов хорошо согласуются с данными указанной теории.

При звуковой или сверхзвуковой скорости эжектирующего газа ($\lambda \geq 1$) условие $p' = p_1$ в общем случае не выполняется. Принципиальным для развития теории эжектора явилось установление М. Д. Миллиончиковым и Г. М. Рябинковым в 1948 г. существования критического режима работы сверхзвукового эжектора [7, 10]. Ими было показано, что предельные режимы работы газового эжектора при больших перепадах давления $\sigma = p_0'/p_{01}$ определяются условиями запираания эжектируемой струи расширяющимся сверхзвуковым эжектирующим потоком. При наступлении критического режима скорость эжектируемой струи в сечении запираания (сечение 2, фиг. 1а) достигает скорости звука ($\lambda = 1$); этим ограничивается дальнейшее повышение перепада давления σ и степени сжатия эжектора $\varepsilon = p_0''/p_0'$ при заданном коэффициенте эжекции k (k — отношение расходов эжектируемого и эжектирующего газов). Соотношения между параметрами потока в сечениях 2 и 1 дополняют систему уравнений эжектора и позволяют определить его критические характеристики.

М. Д. Миллиончиковым и Г. М. Рябинковым показано, что при умеренных значениях перепада давления σ хорошее согласие расчетных и экспериментальных характеристик эжектора дает предположение о постоянстве статического давления $p_2 = \text{const}$ в сечении 2 (фиг. 1а).

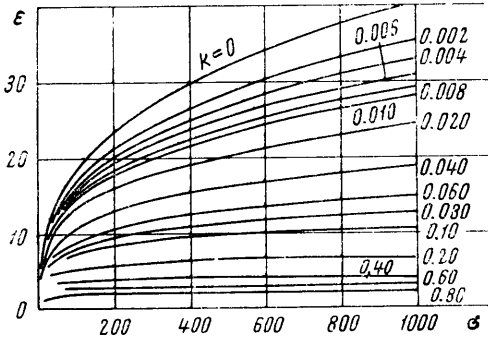
Граница применимости теории, базирующейся на условии $p_2 = \text{const}$, $\sigma \leq 4$ экспериментально исследована О. В. Лыжиным [10].



Фиг. 1. Схема течения в эжекторе

Теория критического режима газового эжектора была развита в 1953 г. в работах А. А. Никольского, В. И. Шустова, Ю. Н. Васильева, Г. И. Таганова и И. И. Межирова [10, 11]. А. А. Никольский показал, что условие постоянства статического давления в сечении запираания не согласуется с уравнением количества движения.

Для более строгого теоретического определения критического режима эжектора им было предложено сочетать между сечениями 1 и 2 (фиг. 1а) расчет эжектирующей струи по методу характеристик и гидравлический расчет эжектируемой струи; примеры расчета выполнены А. А. Никольским и В. И. Шустовым. Г. И. Таганов и И. И. Межиров предложили метод расчета критического режима эжектора, используя



Фиг. 2. Расчетные предельные характеристики воздушного эжектора по теории критического режима

линейное распределение давления в сверхзвуковой эжектирующей струе (в сечении запираания 2).

Простой и удачный метод расчета критического режима эжектора дан Ю. Н. Васильевым, предложившим гидравлическое представление эжектирующего и эжектируемого потоков в сечении запираания; оба потока в сечении 2 принимаются равномерными, статические давления в этих потоках в общем случае различны и определяются уравнением количества движения. Независимо аналогичная теория критического режима эжектора была развита в работах [12, 13], а теория с расчетом сверхзвукового эжектирующего потока (до сечения запираания) по методу характеристик в работе [14].

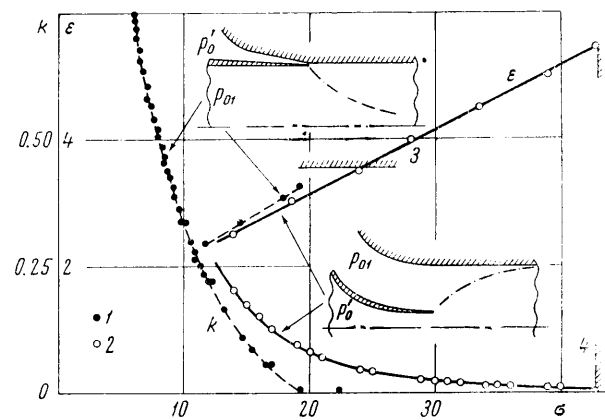
Следует отметить, что результаты расчета критических характеристик эжекторов по всем трем указанным методам дали практически совпадающие результаты, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом при больших и средних значениях коэффициентов эжекции. Подчеркнем, что в теориях критического режима эжекторов смешением потоков между сечениями 1 и 2 пренебрегают.

Теория критического режима налагает существенные ограничения на возможные характеристики газового эжектора, в первую очередь на достижимую степень сжатия $\epsilon = p_0'' / p_0'$. Так, по данным [10], даже при перепаде давления $\sigma = 1000$ максимальное расчетное значение степени сжатия у сверхзвукового эжектора не превышает $\epsilon \approx 40$ (см. на фиг. 2 предельные характеристики эжектора по теории критического режима); для звукового воздушного эжектора ($\lambda' = 1$) расчетное значение $\epsilon \leq 3,5$ (см. ниже фиг. 9б). Поэтому важным является анализ методов воздействия на параметры критического режима, чтобы определить пути улучшения работы газового эжектора с большой степенью сжатия.

1. Оптимизация параметров газового эжектора с учетом смешения сверхзвукового эжектирующего и дозвукового эжектируемого потоков до сечения запираания. В 1953 г. нами было показано, что при больших степенях сжатия ϵ и соответственно при малых коэффициентах эжекции k смешение потоков в эжекторе до сечения запираания существенно сказывается на его параметрах. Смешение потоков до сечения запираания увеличивает полное давление в струе эжектируемого газа (в сечении 2, фиг. 1) и соответственно улучшает характеристики эжектора. Для усиления этого эффекта необходимо стремиться к большей относительной поверхности смешения потоков в эжекторе до сечения запираания. В частности, для осесимметричных эжекторов центральное расположение эжектирующего сопла является более благоприятным, по сравнению с периферийным (кольцевым) расположением.

Этот прогноз был подтвержден проведенными испытаниями серии звуковых эжекторов (фиг. 3 и ниже фиг. 9а). На фиг. 3 приведены характеристики осесимметричного звукового эжектора $\lambda' = 1$, $a = F_1 / F' = 7$. Пунктирные кривые по теории критического режима: 1 — эксперимент с периферийной эжектирующей струей (Таганов, Межиров, Харитонов), 2 — эксперимент с центральной эжектирующей струей (Гродзовский, Равдин), 3 — ϵ_{\max} по теории критического режима, 4 — ϵ_{\max} теория по

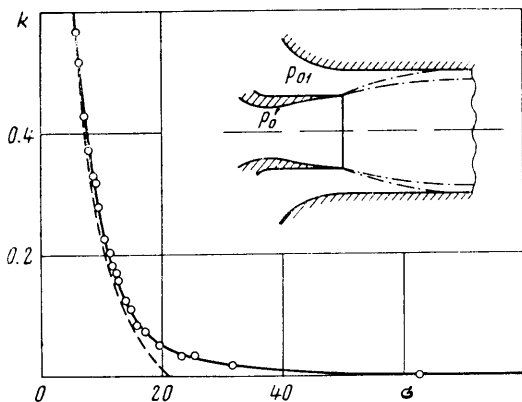
Корсту. Видно, что для случая отношения площадей низконапорного и высоконапорного потоков на входе в эжектор $a = F_1/F' = 7.0$ (фиг. 3) экспериментальные характеристики осесимметричного эжектора с кольцевым периферийным эжектирующим соплом практически совпали с расчетом по теории критического режима. Переход к схеме с центральным эжектирующим соплом существенно улучшил характеристики эжектора в области больших степеней сжатия при коэффициентах расхода, меньших $k \leq 0.20$. Так, при $\sigma = 19.2$ (предельном для периферийной схемы, где $k = 0$) коэффициент эжекции возрос на $\Delta k \approx 0.09$; максимальная степень сжатия эжектора (при $k = 0$) возросла в 1.7 раза и достигла $\varepsilon_{\max} \approx 5.45$.



Фиг. 3. Характеристики осесимметричного звукового эжектора $\lambda' = 1, a = 7$

Положительная роль смещения потоков в эжекторе до сечения запирания установлена также в работе [14], где на основе теории Корста (см. [15-23]) разработан метод расчета характеристик эжектора, учитывающий этот эффект. Приведенные в работе [14] экспериментальные и теоретические результаты в области малых коэффициентов эжекции показали для осесимметричных сверхзвуковых эжекторов (с центральной эжектирующей струей) заметно лучшие параметры по сравнению с данными теории критического режима.

Так, для эжектора $\lambda' = 1.633, a = 2.06$ (фиг. 4) при $\sigma = 21$ (предельном по теории критического режима, где $k = 0$) коэффициент эжекции возрос на $\Delta k \approx 0.045$. На фиг. 4 пунктирная кривая по теории критического режима, сплошная кривая — расчет на основе теории Корста с учетом смещения потоков до сечения запирания, точки — эксперимент [14]. Данные фиг. 4 показывают хорошее согласие эксперимента и расчета, основанного на теории Корста [14].



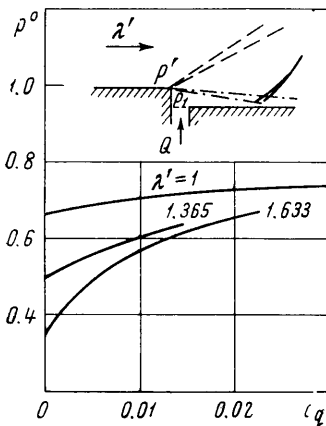
Фиг. 4. Характеристики осесимметричного сверхзвукового эжектора $\lambda' = 1.633, a = 2.06$

Теория Корста [15-23], используя условия смешения потоков, позволяет определить величину донного давления при обтекании сверхзвуковым потоком уступов различной геометрии. Одним из видов таких уступов является камера смешения сверхзвукового эжектора при малых коэффициентах эжекции (фиг. 16). Теория по Корсту определяет изменение относительного донного давления $p^0 = p_1/p'$ (отнесено к статическому давлению p' в набегающем на уступ внешнем потоке) в зависимости от параметров внешнего потока, геометрии уступа и канала (для

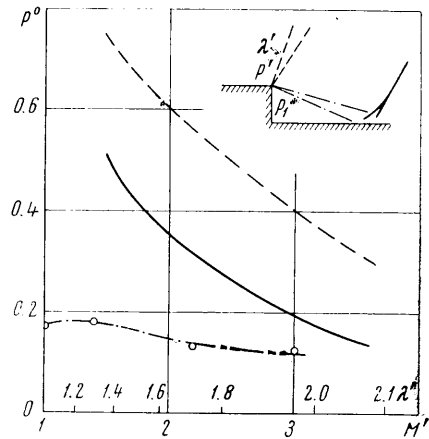
внутренних течений) и от расхода Q вторичного потока, подаваемого в зону смешения за уступом

$$p^{\circ} = \frac{p_1}{p'} = f(\lambda', c_q) \quad \left(c_q = \frac{Q}{p_0' F_1} \left[\frac{RT_0}{\kappa} \right]^{1/2} \right) \quad (1.1)$$

где c_q — коэффициент расхода, R — газовая постоянная, κ — отношение теплоемкостей.



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Влияние относительного расхода вторичного потока на величину донного давления $p^{\circ} = p_1 / p'$ при обтекании плоского уступа сверхзвуковым потоком

Фиг. 6. Пунктирная кривая — донное давление на торце цилиндра в безграничном сверхзвуковом потоке, сплошная кривая — то же, за плоским уступом в сверхзвуковом потоке, штрих-пунктирная кривая — донное давление за кольцевым уступом в канале со степенью расширения $a = 1.56$

Применим теорию Корста для определения условий достижения максимальной степени сжатия в газовом эжекторе.

Для простоты выкладок здесь и ниже рассматривается эжектор с одинаковыми температурами торможения и теплофизическими свойствами эжектирующего и эжектируемого газов ($T_0' = T_{01}$, $\kappa' = \kappa_1$); обобщение на случай различающихся значений T_0 и κ может быть проведено по методике, развитой Ф. А. Кукановым и И. И. Межировым. Уравнения механики применительно к камере смешения эжектора (фиг. 1) с учетом соотношения (1.1) можно записать в виде

$$p^{\circ}(\lambda', a, k) = \frac{p\lambda_1}{\sigma p(\lambda')} \quad \left(a = \frac{F_1}{F'} \right) \quad (1.2)$$

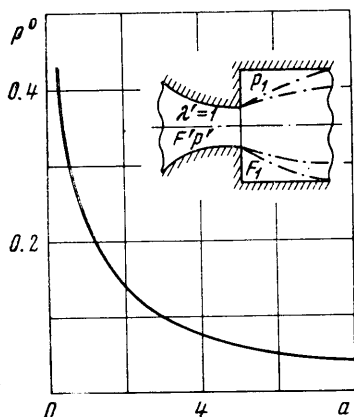
$$k = \frac{a q(\lambda_1)}{\sigma q(\lambda')} \quad \left(\sigma = \frac{p_0'}{p_{01}} \right) \quad (1.3)$$

$$z(\lambda'') = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda')}{1 + k} \quad (1.4)$$

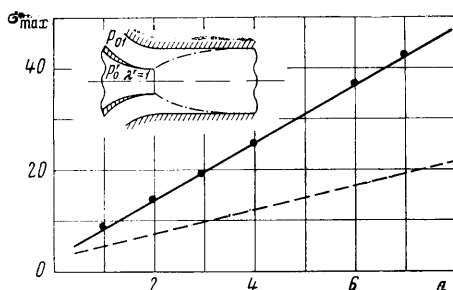
$$\varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda') (1 + k)}{(1 + a) q(\lambda'')} \quad \left(\varepsilon = \frac{p_0''}{p_0'} \right) \quad (1.5)$$

Здесь $p(\lambda)$, $q(\lambda)$ и $z(\lambda)$ — известные газодинамические функции давления, расхода и импульса [5-7].

Характерные зависимости для относительного донного давления p° приведены на фиг. 5—7 [16, 23]. На фиг. 5 показано влияние относительного расхода вторичного потока на величину донного давления $p^{\circ} = p_1/p'$ при обтекании плоского уступа сверхзвуковым потоком. Видно, что относительное давление p° монотонно уменьшается с уменьшением коэффициента эжекции k (пропорционального c_d). Поэтому в соответствии с уравнениями (1.2) — (1.5) максимальная степень сжатия эжектора естественно достигается при $k = 0$. Влияние геометрии течения на донное давление p° иллюстрируется данными фиг. 6, где пунктирная кривая — донное давление на торце цилиндра в безграничном сверхзвуковом потоке, сплошная кривая — то же, за плоским уступом в сверхзвуковом потоке, штрих-пунктирная кривая — донное давление за кольцевым уступом в канале со степенью расширения $a = 1.56$. Видно, что переход от цилиндрического торцевого уступа к плоскому уступу и далее к периферийному кольцевому уступу последовательно снижает донное давление и соответственно увеличивает



Фиг. 7. Влияние степени расширения кольцевого уступа $a = F_1/F'$ на величину относительного донного давления при $\lambda' = 1$



Фиг. 8. Сплошная кривая — теория по Корсту, пунктир по теории критического режима, точки — экспериментальное исследование серии звуковых эжекторов с центральной эжектирующей струей (Гродзовский, Равдин, 1953)

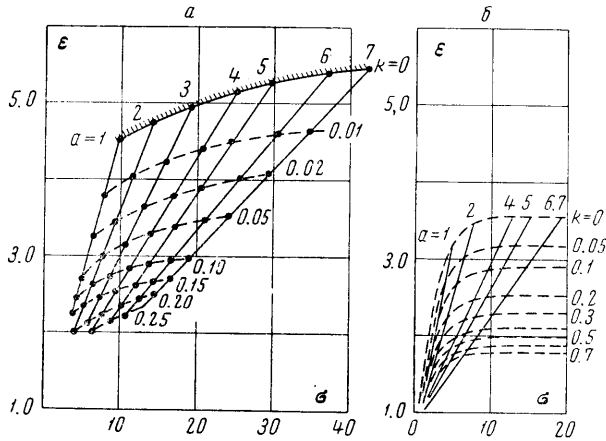
ет степень сжатия в эжекторе. Поэтому осесимметричный эжектор с центральной эжектирующей струей при прочих одинаковых параметрах дает большую степень сжатия ϵ , чем эжектор с кольцевой периферийной эжектирующей струей (фиг. 3). Донное давление за кольцевым уступом монотонно уменьшается по мере увеличения степени расширения канала $a = F_1/F'$ (фиг. 7).

Приведенные соотношения для p° по теории Корста совместно с системой уравнений (1.2) — (1.5) позволяют определить предельные характеристики газовых эжекторов. В качестве примера на фиг. 8 для звуковых эжекторов ($\lambda' = 1$) приведены расчетные и экспериментальные зависимости предельного перепада давления на эжекторе σ_{\max} от соотношения площадей эжектируемого и эжектирующего газов $a = F_1/F'$, где сплошная кривая — теория по Корсту, пунктир по теории критического режима, точки — экспериментальное исследование серии звуковых эжекторов с центральной эжектирующей струей (Гродзовский, Равдин, 1953). Видно, что теория по Корсту находится в хорошем согласии с экспериментально исследованной серией звуковых эжекторов; теория критического режима (не учитывая смешение потоков до сечения запирания эжектора) дает более чем вдвое заниженные результаты по σ_{\max} . На фиг. 9а приведена экспериментальная сетка значений степени сжатия ϵ для указанной выше серии звуковых эжекторов; с экспериментом хорошо согласуется расчетная кривая для ϵ_{\max} по изложенной выше теории. На фиг. 9б приведена расчетная сетка значений ϵ по теории критического режима. При сопоставлении расчетных и экспериментальных значений степени сжатия эжектора ϵ здесь и ниже следует иметь в виду, что в эксперименте определяется полная степень сжатия с учетом степени восстановления полного давления $\gamma_2 = p_{02}''/p_0''$ в дозвуковом диффузоре (фиг. 1) ¹. Значения γ_2 зависят от качества диффузора и составляют примерно $\gamma_2 \approx 0.90 \div 0.85$.

Система уравнений (1.2) — (1.5) позволяет разрешить важную экстремальную задачу о максимально достижимой степени сжатия эжектора ϵ_{\max} при заданном перепаде давления на эжекторе $\sigma = p_0'/p_{01}$. Анализ показывает, что в такой постановке

¹ Величина γ_2 естественно включает и неучтенные в гидравлической теории потери на трение потока о стенки камеры смешения эжектора.

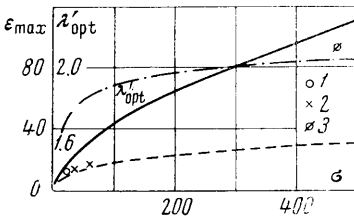
ϵ_{\max} достигается при нулевом коэффициенте эжекции $k = 0$ и бесконечно малом сечении эжектируемого потока $a \rightarrow 0$. На фиг. 10 дано изменение ϵ_{\max} в зависимости от σ и указаны необходимые оптимальные значения приведенной скорости эжектирующего потока λ'_{opt} . Сплошная кривая — теория по Корсту, пунктир по теории критического режима [10], штрих-пунктир — оптимальные значения λ'_{opt} , эксперимен-



Фиг. 9. а — Экспериментальная сетка: степени сжатия для серии звуковых эжекторов; б — степени сжатия для звуковых эжекторов по теории критического режима

тальные данные по ϵ_{\max} 1[29], 2[14], 3[24]. Сопоставление определенных значений ϵ_{\max} с данными теории критического режима (см. фиг. 2) показывают возможность получения в эжекторах степени сжатия в несколько раз превышающей данные теории, не учитывающей смещение потоков до сечения запирания эжектора.

Для иллюстрации на фиг. 10 приведены также экспериментальные значения ϵ_{\max} ряда испытанных эжекторов. Особый интерес представляют результаты проведенного Ю. К. Аркадовым [24] экспериментального исследования предложенных им эжекторов со щелевым (перфорированным) насадком, установленный в камере смещения на срезе сверхзвукового эжектирующего сопла 1. Щелевая перфорация (~ 8



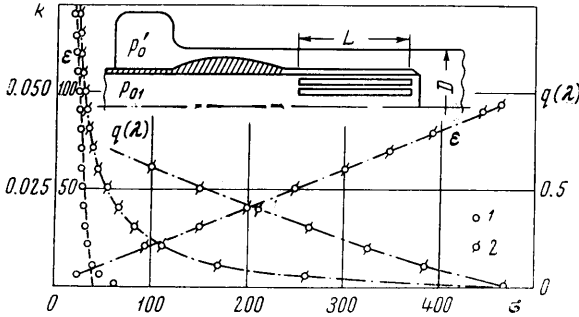
Фиг. 10. Сплошная кривая — теория по Корсту, пунктир по теории критического режима [10], штрих-пунктир — оптимальные значения λ'_{opt} ; экспериментальные данные: 1 [19], 2 [14], 3 [24]

пролонжных щелей с коэффициентом проницаемости $S = 10-15\%$) обеспечивает сочетание положительных свойств авторегулируемого сверхзвукового сопла [29] и системы с развитой поверхностью смешения эжектирующей и эжектируемой струй до сечения запирания. В результате подробно исследованный в работе [24] эжектор $a = 0.5$, $\lambda' = 1.925$ со щелевым насадком $L/D = 1.89$, $S = 10\%$ при достаточно широкой регулировочной характеристике в области малых коэффициентов эжекции k (фиг. 11) обеспечил достижение высокой степени сжатия, близкой к ϵ_{\max} по приведенной в настоящем разделе теории. На фиг. 11 пунктирная кривая дана по теории критического режима без перфорации, 1 — испытания эжектора без перфорации, 2 — испытания эжектора с перфорацией, 3 — ϵ_{\max} по теории критического режима.

Для эжекторов работающих на выхлоп в атмосферу, важной является зависимость максимальной степени сжатия ϵ_{\max} от относительного давления высоконапорного газа $\sigma/\epsilon = \rho'_0/\rho''_0$. Данные фиг. 12 показывают, что эжектор, спроектированный с учетом смещения потоков до сечения запирания, обеспечивает значительное (в несколько раз) повышение степени сжатия ϵ_{\max} по сравнению с «предельными» значениями по теории критического режима [10]; на фиг. 12 сплошная кривая — теория с учетом смещения потоков до сечения запирания эжектора, пунктир — по теории критического режима [10].

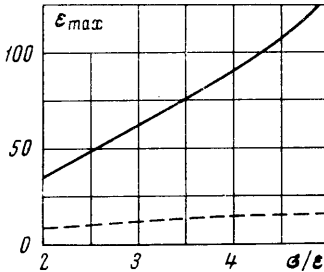
1 Ряд других модификаций исследованных Ю. К. Аркадовым эжекторов с улучшенными (по сравнению с теорией [10]) характеристиками рассмотрены в работе [26].

2. Теория критического режима газового эжектора с равномерно-перфорированным сопловым насадком. Рациональное использование смешения потоков в эжекторе до сечения запирания улучшает характеристики

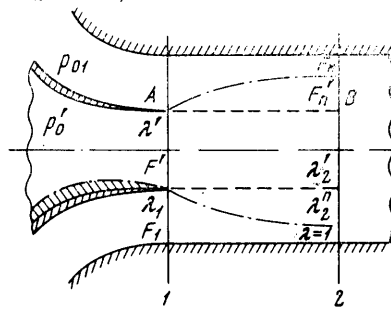


Фиг. 11. Пунктирная кривая дана по теории критического режима без перфорации. 1 — испытания эжектора без перфорации, 2 — испытания эжектора с перфорацией, ε — ε_{\max} по теории критического режима.

эжектора при малых коэффициентах эжекции порядка $k < 0.1$. Покажем, что в ряде случаев характеристики критического режима эжектора могут быть существенно улучшены путем применения равномерно-перфорированного соплового насадка (см. схему на фиг. 13).



Фиг. 12. Сплошная кривая — теория с учетом смешения потоков до сечения запирания эжектора, пунктир — по теории критического режима [10]



Фиг. 13. Схема эжектора с равномерно-перфорированным сопловым насадком АВ

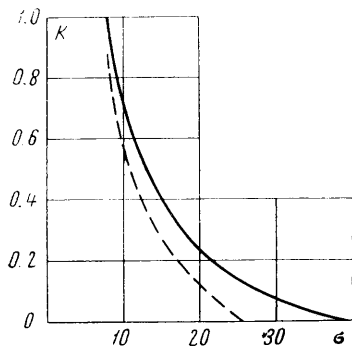
Общие свойства сверхзвуковых течений газа в перфорированных границах исследованы в работе [25], где рассмотрены также случаи использования эжектора (автососа) для обеспечения в камере Эйфеля аэродинамической трубы необходимого расхода сквозь перфорированные стенки рабочей части.

Следуя работе [25], рассмотрим в гидравлической постановке воздействие равномерно-перфорированного соплового насадка на критический режим работы газового эжектора. Соответственно в сечении запирания 2 (фиг. 13) будут иметь место три потока газа.

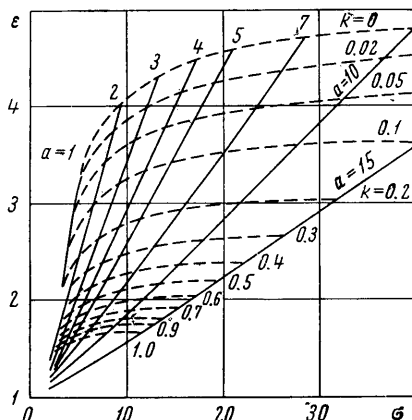
- 1) сверхзвуковой поток эжектирующего газа площадью F' с приведенной скоростью λ_2' и полным давлением p_0' ,
- 2) часть потока эжектирующего газа, прошедшая с потерями полного давления через перфорацию; площадь этой части потока F_n' , приведенная

скорость λ_2^n , полное давление $v_n p_0' \leq p_0'$ ($1 - v_n$ — коэффициент потерь в перфорации),

3) движущийся со звуковой скоростью эжектируемый газ, площадь сечения потока F_* , приведенная скорость $\lambda = 1$, полное давление p_{01} (без учета смешения потоков до сечения запирания) ¹. При равномерно про-



Фиг. 14. Расчетные характеристики звукового эжектора $a = 10$



Фиг. 15. Расчетная сетка характеристик серии звуковых эжекторов с равномерно-перфорированным сопловым насадком

щаемой перфорации достаточной длины в сечении запирания 2 будет выполняться условие Миллионщикова — Рябинкова $p_2 = \text{const}$.

При этом уравнения механики для потоков газа между сечениями 1 и 2 (фиг. 13) можно записать в виде ².

$$\begin{aligned} q(\lambda_1)F_1 &= q(1)F_*, & q(\lambda')F' &= q(\lambda_2')F' + v_n q(\lambda_2'')F_n' \\ q(\lambda_1)z(\lambda_1)F_1 + \sigma q(\lambda')z(\lambda')F' &= q(1)z(1)F_* + \\ &+ v_n \sigma q(\lambda_2^n)z(\lambda_2^n)F_n' + \sigma q(\lambda_2')z(\lambda_2')F' \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$F_n' + F_* = F_1, \quad F_1/F' = a, \quad p(\lambda_2') = p(1)/\sigma, \quad p(\lambda_2^n) = p(1)/v_n \sigma$$

Систему уравнений (2.1) можно преобразовать к следующему виду, удобному для расчета характеристики эжектора с равномерно пронизываемым перфорированным сопловым насадком.

Пусть σ , a , λ' задано:

$$p(\lambda_2') = p(1)/\sigma \quad (2.2)$$

$$z(\lambda_2^n) = Aq(\lambda_1)[z(\lambda_1) - 2] + B, \quad \lambda_2^n[1 - q(\lambda_1)] = CT(\lambda_2^n) \quad (2.3)$$

¹ Исследуемое в этом разделе гидравлическое воздействие перфорации и рассмотренное выше влияние смешения потоков до сечения запирания в реальном эжекторе должны суммироваться.

² Аналогичные уравнения механики в расходной форме были независимо выписаны Ю. К. Аркадовым при анализе эжектора [24]. Отсутствие в этих уравнениях в явной форме потерь полного давления для части потока, проходящего через перфорацию, не позволили отсеять нереализуемые (в рамках теории) режимы течения, определить требуемые характеристики перфорации и установить области целесообразного использования равномерной пронизываемой перфорации. Следует отметить, что для рассмотренного Ю. К. Аркадовым эжектора [24] такая теория вообще не применима, так как при $\lambda' = 1,925$ и $a = 0.5$ из нее следует $v_n > 1$.

В соотношениях (2.2) и (2.3) введены следующие обозначения

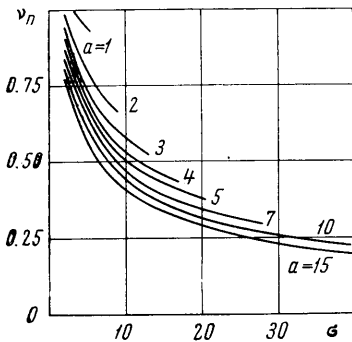
$$A = \frac{a}{\sigma[q(\lambda') - q(\lambda_2')]}, \quad B = \frac{q(\lambda')z(\lambda') - q(\lambda_2')z(\lambda_2')}{q(\lambda') - q(\lambda_2')}$$

$$C = \frac{[q(\lambda') - q(\lambda_2')]\sigma}{aT(1)}, \quad T(\lambda) = \frac{T}{T_0} \quad (2.4)$$

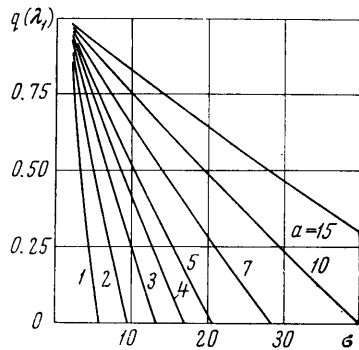
$$v_n = \frac{p(\lambda_2')}{p(\lambda_2^n)}, \quad k = \frac{aq(\lambda_1)}{\sigma q(\lambda')}$$

$$z(\lambda^n) = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda')}{1+k}, \quad \varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)q(\lambda'')} \quad (2.5)$$

По уравнению (2.2) определяется значение приведенной скорости λ_2' . Решение системы (2.3) определяет значение λ_2^n и $\lambda_1(\sigma)$. Далее, по уравнениям (2.4), (2.5) определяются остальные параметры эжектора, включая гидравлическую характеристику перфорации v_n .



Фиг. 16. Потребные гидравлические характеристики перфорации для серии звуковых эжекторов



Фиг. 17. Изменение функции приведенного расхода эжектируемого газа $q(\lambda_1)$ в зависимости от перепада давления σ для звуковых перфорированных эжекторов

На фиг. 14—17 приведены результаты расчета характеристик серии звуковых эжекторов ($\lambda' = 1$) с равномерно перфорированным сопловым насадком. На фиг. 14 характеристики звукового эжектора $a = 10$ с перфорацией (сплошные кривые) сопоставлены с расчетными характеристиками эжектора без перфорации (пунктирные кривые — по теории критического режима) с той же геометрией сопел. Видно, что применение перфорации в звуковом эжекторе существенно повышает характеристики эжектора при средних значениях коэффициента эжекции порядка $k \leq 1,0$; при заданном перепаде давления на эжекторе σ коэффициент эжекции повышается примерно на $\Delta k \approx 0,1$. Расчетная сетка характеристик серии звуковых эжекторов с равномерно перфорированным сопловым насадком приведена на фиг. 15. В области малых значений коэффициента эжекции порядка $k \leq 0,1$ можно ожидать, что экспериментальные характеристики будут выше расчетных вследствие влияния смещения потоков до сечения запирания, рассмотренного выше в п. 1. На фиг. 16 указаны потребные гидравлические характеристики перфорации для указанной серии звуковых эжекторов. На фиг. 17 даны расчетные значения приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ в зависимости от перепада давления на эжекторе σ . Данные фиг. 17 иллюстрируют широкие регулировочные характеристики звуковых эжекторов с перфорированным сопловым насадком.

В целом результаты проведенного исследования показывают возможность существенного улучшения критического режима работы газового эжектора путем рационального использования смещения потоков до сечения запирания в камере эжектора и использования гидравлически перфорированного соплового насадка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Христианович С. А. О расчете эжектора. Сб. «Промышленная аэродинамика», Изд-во Бюро нов. техн. НКАП, 1944.
2. Христианович С. А., Рябинков Г. М., Миллионщиков М. Д., Требин Ф. А. Применение эжекторов в газосборных сетях. Изв. АН СССР, ОТН, № 3, 1946.
3. Keenan I. H., Neuman E. P., Lustwerk F. An investigation of ejector design by analysis and experiment J. Appl. Mech. vol. 17, № 3, 1950.
4. Grossa L. One-dimensional treatment of steady gas dynamics. Fundamentals of gas dynamics, vol. 3, N. J., Princeton Univ. Press, 1958.
5. Киселев Б. М. Расчет одномерных газовых течений. ПММ, 1947, 11, вып. 1.
6. Христианович С. А., Гальперин В. Г., Миллионщиков М. Д., Симонов Л. А. Прикладная газовая динамика. Изд-во Бюро нов. техн. НКАП, 1948.
7. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Изд. 2-е, Гостехиздат, 1953.
8. Дойч М. Е. Техническая газодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1953.
9. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
10. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смещения. Сб. Лопаточн. машины и струйные аппараты, вып. 2, Изд-во «Машиностроение», 1967.
11. Харитонов В. Т. Исследование эффективности газового эжектора с цилиндрической камерой смещения. Теплоэнергетика, 1958, № 4.
12. Fabri J., Siestrunk R., LeGrives E. Etude aerodynamique des trompes supersoniques. Janrb. Wiss. Ges. huffahrt., Braunschweig, 1954.
13. Fabri J., Paulon J., Theory at experimentation des ejecteurs supersoniques air-air. ONERA, Note Techn., 1956, № 36.
14. Chow W. L., Addy A. L. Interaction between primary and secondary streams of supersonic ejector systems and their performance characteristics AIAA J., 1964, vol. 2, № 4.
15. Korst H. H. A theory for base pressures in transonic and supersonic flow. J. Appl. Mech., 1956, vol. 23, № 4.
16. Korst H. H. Zur theoretischen bestimmung des dellendruckes abgelöster stremung, Österr. Jng. Arch., 1957, bd. 11, heft. 3.
17. Chapman D. R., Kuchn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA Rep., 1958, № 1356.
18. Chapman D. R. An analysis of base pressure at supersonic velocities and comparison with experiment, NACA Rep., 1951, № 1051.
19. Sirieux M. Pression de culot et processus de mélange turbulent en écoulement supersonique plan. Rech. Aéronaut., 1960, No. 78.
20. Curriere P., Sirieux M. Facteurs d'influence du recollement dun écoulement supersonique ONERA TM 20, 1961.
21. Тагиров Р. К. Влияние начального пограничного слоя на донное давление. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
22. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. К расчету донного давления в двухмерных сверхзвуковых течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
23. Славянов Н. Н., Тагиров Р. К. Экспериментальное исследование влияния отношения теплоемкостей на донное давление за кольцевым уступом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
24. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор с перфорированным продольными щелями соплом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.
25. Гродзовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. Изд-во «Машиностроение», 1967.
26. Аркадов Ю. К. О возможности улучшения характеристик газового эжектора путем изменения условий запыриания. III съезд по механике, аннотации докладов. АН СССР, М., 1968.