

Н. Н. ПОПОВ

## О ВЫБОРЕ СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ ГАЗА В СОПЛОВЫХ АППАРАТАХ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

При создании сопловых аппаратов камер сгорания ракетного типа, предназначенных для термического бурения крепких горных пород, необходимо исходить из условия получения максимальной интенсивности разрушения породы при достаточной простоте конструкции и надежности работы соплового аппарата.

Конструктивное оформление соплового аппарата позволяет по-разному использовать запас потенциальной энергии, которым располагают газы в камере сгорания.

В настоящей работе рассматривается вопрос о влиянии степени расширения газа в сопловом аппарате на характер газового потока, выходящего из сопла и направляемого на разрушаемую породу.

Известно, что в сопловом аппарате происходит преобразование потенциальной энергии в кинетическую, т. е. расширение и ускорение газового потока, ведущее к уменьшению давления и температуры.

Сопловые аппараты, применяемые в камерах сгорания для термического бурения крепких скальных пород, могут быть выполнены в виде суживающихся сопел, профилированных и конических сопел Лавала, плоских сопел Лавала, сопел с косым срезом и т. д.

Самым простым по своей конструкции является простое сужающееся сопло, которое при определенных условиях, как мы увидим ниже, может обеспечить получение необходимого сверхзвукового потока при истечении газа в затопленное пространство при термическом бурении.

В первом приближении, считая, что процесс расширения газа протекает адиабатически, исходя из уравнения теплосодержаний для энергетически изолированного потока, скорость газа в выходном сечении сужающегося сопла при докритическом истечении определится согласно уравнению

$$w = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} g \left( \frac{P_k^*}{\gamma_k^*} - \frac{P_{ск}}{\gamma_{ск}} \right)}, \quad (1)$$

где  $w$  — скорость газа в выходном сечении;

$\kappa$  — показатель адиабаты для газа;

$P_k^*$  — полное давление газа в камере сгорания на входе в сопло;

$\gamma_k^*$  — удельный вес, соответствующий полному давлению газа на входе в сопло;

$P_{ск}$  — давление в скважине;

$\gamma_{ск}$  — удельный вес газа в скважине;



После нескольких преобразований скорость в выходном сечении определится по уравнению

$$w = w_{кр} \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \left( 1 - \beta_c^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)}, \quad (1')$$

где  $w_{кр}$  — критическая скорость в выходном сечении,

$\beta_c = \frac{P_{ск}}{P_k^*}$  — отношение давления в скважине к полному давлению в камере.

Весовой расход газа определится, исходя из уравнения неразрывности

$$G_r = gf\rho w = f\gamma w = \frac{fw}{v}, \quad (2)$$

где  $f$  — площадь выходного сечения сопла;

$v$  — удельный объем.

Подставив из уравнения (1) значение  $w$ , получим

$$G_r = f \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} g P_k^* \gamma_k^* \beta_c^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \sqrt{1 - \beta_c^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что расход газа зависит от давления и плотности в камере сгорания и от давления в скважине. Точность уравнения гарантируется при условии получения постоянного поля скоростей в критическом сечении.

Последнее условие достигается путем специального профилирования сопла. Профиль такого сопла может быть рассчитан по формуле Витшинского [3]:

$$r = \frac{r_{кр}}{\sqrt{1 - \left[ 1 - \left( \frac{r_{кр}}{r_k} \right)^2 \right] \frac{\left( 1 - \frac{3x^2}{l} \right)^2}{\left( 1 + \frac{x^2}{l} \right)^3}}}; \quad (4)$$

где  $l = \frac{b}{\sqrt{3}}$ .

Величины, входящие в уравнение, видны на рис. 1.

При установившемся давлении в камере максимальный расход соответствует критической скорости истечения ( $M=1$ ), что имеет место при критическом отношении давлений  $\beta_p = \beta_{кр}$ . В этом случае расход газа может быть определен из равенства

$$G_{кр} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \sqrt{\frac{g\kappa}{R}} f \frac{P_k^*}{\sqrt{T_k^*}}, \quad (5)$$

где  $T_k^*$  — полная температура газа на входе в сопло. Если давление в скважине будет больше давления в выходном сечении ( $P_{ск} > P_{кр}$ ), изменения давления в скважине будут распространяться внутрь сопла. Расход газа будет изменяться в соответствии с уравнением 3.

При давлении в скважине, равном критическому давлению ( $P_{ск} = P_{кр}$ ), изменения давления в скважине не могут проникнуть внутрь сопла. Сле-



довательно, в этом случае в выходном сечении устанавливается критическая скорость, и расход газа не будет зависеть от давления в скважине; т. е. будет оставаться критическим (см. формулу 5).

Если же при критическом перепаде давлений в сопле давление в камере сгорания растет, то тогда изменение расхода газа подсчитывается по уравнению

$$G_{кр} = f_{кр} w_{кр} \rho_{кр} g.$$

где скорость  $w_{кр}$  удобнее определять из уравнения

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} g R_r T_k^*}.$$

где  $R_r$  — газовая постоянная газа.

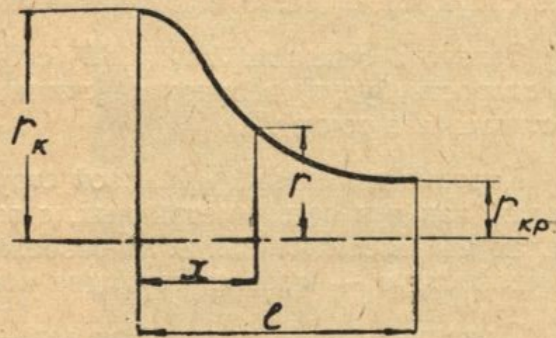


Рис. 1. К построению профиля сужающегося сопла.

Термическое бурение скважин в скальных породах обеспечивается высокой температурой и сверхзвуковой скоростью газовой струи, подходящей к месту разрушения, соответствующим секундным расходам горючих компонентов, а также конструктивным оформлением соплового аппарата.

Конструктивное оформление соплового аппарата должно быть простым, но таким, чтобы обеспечивалась максимальная скорость газа при подходе к соответствующим местам разрушаемой породы. При этом периферийные токи газовой струи должны прижимать поток к днищу забоя и обеспечить интенсивную отдачу тепла в разрушаемую породу.

Рассматривая изменение параметров газовой струи, выходящей из сужающегося сопла, как конструктивно наиболее простого, мы должны отметить, следующее:

При докритических режимах истечения изменения параметров газа на выходе из сопла, как и на входе, слабо влияют на форму струи за соплом.

При сверхкритических перепадах давления в простом сужающемся сопле переход от критической скорости в выходном сечении к сверхзвуковой скорости происходит в свободной струе за соплом.

При сверхкритическом перепаде давлений во время истечения газа из суживающегося сопла (рис. 2) кромки выходного сечения  $AA_1$  являются источником возмущения звукового потока. В точках  $AA_1$  давление  $P_{кр}$  изменяется до давления  $P_{ск}$  и, как следствие, от кромок распространяются волны разрежения  $AA_1B_1$  и  $A_1AB$ , крайними границами которых являются характеристики. Все характеристики пересекаются в пределах струи. Волны разрежения, попав на свободную границу  $AB$  и  $A_1B_1$ , отражаются от нее, с обратным знаком переходя в волны сжатия  $ABB_1$  и  $A_1B_1B$ . В центральной части образуется клин разрежения  $АДА_1$  с давлe-

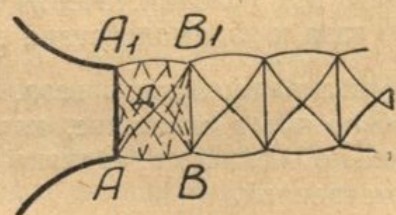


Рис. 2. Схема спектра струи за сужающимся соплом при нерасчетном режиме (малые перепады)  $P_{ср} - P_{скв}$ .



нием ниже  $P_{ск}$ . Отраженные волны сжатия образуют клин повышенного давления, где давление доходит до  $P_{кр}$ . Точки  $BB_1$ , где давление меняется от  $P_{кр}$  до  $P_{ск}$ , в свою очередь являются источниками волн разрежения, и картина повторяется. В соответствии с изменением давлений по сечению струи имеет место и изменение скоростей.

Только в сечениях  $AA_1$  и  $BB_1$  скорости критические, между сечениями скорости будут сверхкритическими; максимальное значение скорости достигается в точке  $D$ .

Картина изменений в газовой струе будет одинаковой как в плоских соплах, так и в осесимметричных, с той только разницей, что в плоских соплах мы имеем клинья волн разрежения и уплотнений, а в осесимметричной струе — соответствующие конусы.

С увеличением давления в камере  $P_k$  течение газа по выходе из сопла перестраивается с уменьшением углов волн  $AB$  и  $A_1B_1$  при соответствующем увеличении высоты клиньев  $ADA_1$  и  $DBB_1$ . При достижении некоторого предела  $\beta$  картина течения за соплом резко меняется.

Интенсивное изменение давления газа в пределах конуса разрежения ведет к тому, что его образующие  $AD$  и  $A_1D_1$  (рис. 2) переходят в криволинейные скачки  $AD$  и  $A_1D_1$  (рис. 3) с образованием прямолинейного скачка  $DD_1$ , замыкающего криволинейные скачки.

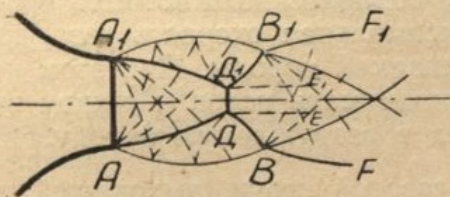


Рис. 3. Схема спектра за сужающимся соплом при нерасчетном режиме (большие перепады)  $P_{ср} - P_{скв}$ .

В потоке, окружающем центральный конус разрежения, возникают криволинейные скачки  $DB$  и  $D_1B_1$ , которые на границе струи отражаются в виде волн разрежения и замыкаются криволинейным скачком. Следовательно, дозвуковой поток существует в этом случае только на коротких участках в центральной части струи и ограничен линиями  $DE$  и  $D_1E_1$ .

При воздействии внешнего сверхзвукового потока на дозвуковое ядро последнее увеличивает скорость, и в дальнейшем скорость во всех точках поперечного сечения потока становится сверхзвуковой.

Рассмотренная картина изменения параметров газового потока имеет место при условии течения газа из сужающегося сопла, без учета вязкости газа и взаимодействия его с окружающей средой.

Учитывая вязкость газа, а также наличие высокой температуры и противотоков в скважине, картина распределения давлений и скоростей несколько изменится. Однако в принципе она останется подобной выше рассмотренной.

Простые сужающиеся сопла по скоростным и температурным характеристикам выходящего потока вполне удовлетворяют требованиям термического бурения крепких скальных пород, так как такое сопло дает необходимый высокоскоростной газовый поток. Наличие высоких скоростей на периферии струи, по сравнению с ее центральной частью, обеспечивает надежный подпор газового потока, омывающего днище забоя, к его поверхности.



Проведенные в 1956 году кафедрой теории авиадвигателей испытания камер сгорания с сужающимися соплами подтвердили полную их пригодность для термического бурения крепких горных пород.

На рис. 4 показана работа камеры с сужающимся соплом при бурении гранитного блока, где видна структура выходящей из сопла струи.

Так как до настоящего времени в практике термического бурения применяются только конические сопла Лавалья, то уместно здесь рассмотреть изменения, происходящие в структуре газовой струи, выходящей из такого сопла, при различных степенях его расширения.

По мере углубления скважины противодействие газа непрерывно растет, и, как следствие, режимы работы сопла и структура газового потока меняются. Предположим, что сопло Лавалья рассчитано на противодействие в одну атмосферу. По мере углубления термобура в скважину противодействие газа будет

возрастать.

Если же сохранить постоянным давление в камере сгорания, то данное сопло Лавалья окажется перерасширенным.

С увеличением противодействия в скважине по сравнению с давлением на срезе сопла прямой скачок уплотнения, возникающий в центре струи, будет перемещаться к критическому сечению (рис. 5), дозвуковая область потока, расположенная в ядре струи, расширяется, а внешнее сверхзвуковое течение сужается. Газовый поток в таком случае при подходе к забою не в состоянии обеспечить высокоинтенсивное разрушение породы.

Следовательно, в случае применения конического сопла Лавалья для термического бурения степень расширения газа в сопле должна обеспечить на срезе сопла давление, равное или несколько превышающее максимальное давление в скважине.

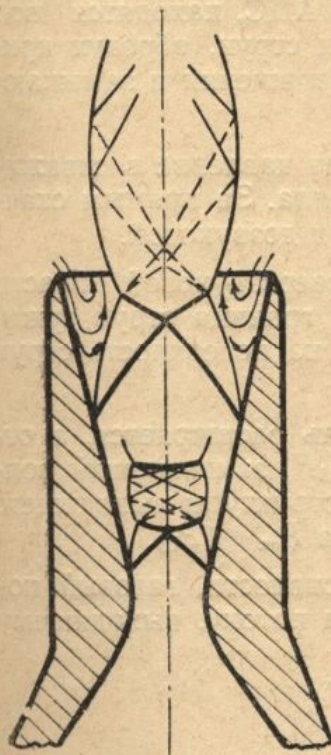


Рис. 5. Схема спектра струи в коническом перерасширенном сопле Лавалья, в зависимости от степени перерасширения.

В специально профилированных соплах прямые скачки уплотнения за выходным сечением сопла возникают при больших отклонениях от расчетного режима. В конических соплах скачки в струе обнаруживаются почти при всех режимах работы. При больших углах раствора сопла на выходе, даже на расчетном режиме, возникает мостообразный скачок. Обычно конические сопла

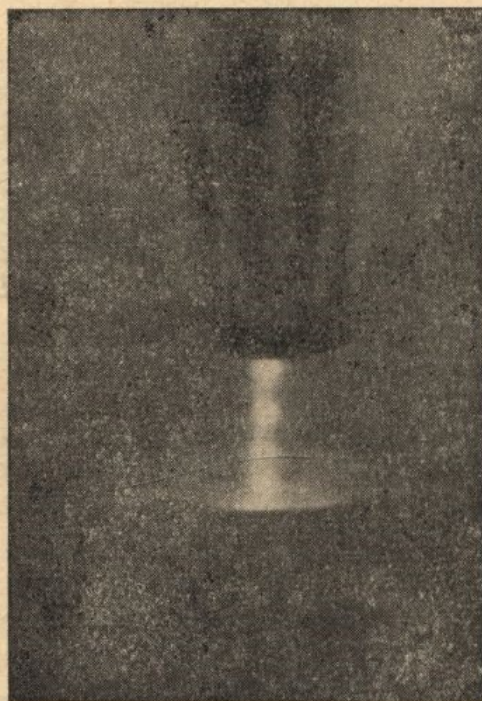


Рис. 4. Термобур с сужающимся соплом в работе.



Лавалья для обеспечения хорошей работы выполняются с углом раствора  $10-12^\circ$ .

При использовании укороченных сопел Лавалья давление газа на срезе сопла будет выше давления в скважине. В этом случае, аналогично

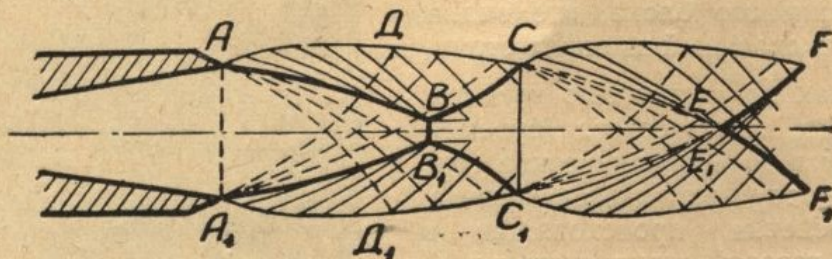


Рис. 6. Схема спектра струи за укороченным соплом Лавалья.

простому сужающемуся соплу, на кромке выходного сечения  $AA_1$  (рис. 6) образуется коническая волна разрежения и давление падает от давления  $D$  среза до давления  $P$  скважины.

В центральной части струи давление оказывается ниже давления в скважине, и, как следствие, возникает деформация внешней границы на участке  $AD$ . В дальнейшем от точки  $D$  под действием разности давлений происходит деформация струи до точки  $C$  с ее сужением.

Так как на границе струи давления, скорости и температуры одинаковы, то все слабые волны, отходящие от границы  $ADC$ , находятся под одинаковым углом. Характеристики сходятся к оси струи, образуя криволинейный скачок  $ABB_1A_1$ , имеющий форму тела вращения и замыкающийся прямым скачком  $BB_1$ .

Если давление на срезе значительно превышает давление в скважине, то скачок значительно отодвигается от среза сопла. За прямым скачком  $BB_1$  в центре струи скорость потока становится дозвуковой.

Продолжением скачка  $ABB_1A_1$  во внешней сверхзвуковой области является криволинейный скачок  $CBV_1C_1$ . Внешняя граница струи сужается до того места, где скачок  $CBV_1C_1$  выходит на поверхность струи и отражается в виде волн разрежения.

В дальнейшем во внешней границе поток опять расширяется, а отраженные волны образуют конический скачок  $EF_1E_1F$ , замыкающий волну разрежения  $CEE_1C_1$ . Такая картина изменения структуры выходящего потока имеет место при всех режимах работы, когда  $P_{ск} \ll P_{ср}$ .

Обладая прямыми скачками невысокой интенсивности, газовый поток, выходящий из укороченного сопла, аналогичен потоку, выходящему из простого сужающегося сопла.

## ВЫВОДЫ

Из рассмотренного выше следует, что для термического бурения целесообразно применять сопловые аппараты с простыми сужающимися соплами, так как они при простом конструктивном оформлении позволяют получить необходимые скорости движения газа.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. Гостехтеоретиздат, М., 1957.
  2. А. В. Болгарский, В. С. Шукин. Рабочие процессы в жидкостно-реактивных двигателях. Оборонгиз, М., 1953.
  3. М. Е. Дейч. Техническая газодинамика. Госуд. энергетическое изд-во, М. — Л., 1953.
  4. А. Ферри. Аэродинамика сверхзвуковых течений. Гостехтеоретиздат, М., 1953.
  5. С. А. Христианович. О сверхзвуковых течениях газа. Труды ЦАГИ, в. 543, 1941.
-