УДК 629.78:735.33

Влияние особенностей функционирования двигателя на технические характеристики лунного пенетратора

В.В. Родченко, Э.Р. Садретдинова, В.А. Заговорчев, И.В. Луговцов

Аннотация: Пенетраторы предназначены для жесткой посадки с расчетом, что их головная часть, представляющая собой проникающий зонд, снабженный ракетным двигателем твердого топлива (РДТТ), значительно углубится в лунный грунт. Пенетратор – автономный спускаемый аппарат, оборудованный системами и устройствами, обеспечивающими его движение после отделения от орбитального аппарата, внедрение в породу, проведение научных исследований и передачу научной информации на орбитальный аппарат для ее ретрансляции на Землю. Рассмотрены вопросы влияния особенностей функционирования двигателя на технические характеристики пенетратора для исследования лунного грунта.

Ключевые слова: ракетный двигатель твердого топлива; пенетратор; движение в лунном грунте; моделирование; математическая модель

Специфические условия эксплуатации – высокая тяговооруженность, малое время работы, высокие ударные перегрузки, расширение продуктов сгорания в скважине – приводят к тому, что внутренняя и внешняя баллистика пенетраторов для исследования лунного грунта имеет целый ряд характерных особенностей, не имеющих места в случае обычных ЛА с ракетным двигателем.

Рассмотрим эти особенности. Поскольку в качестве ДУ используется ракетный двигатель на твердом топливе (РДТТ) с чрезвычайно высокими значениями тяговооруженности и условий заряжения, то расчет параметров рабочего процесса должен вестись с учетом всех особенностей нестационарного процесса горения с весьма существенной эрозией заряда и критического сечения сопла и большими перегрузками, действующими на заряд. Методики расчета подобных РДТТ в настоящее время еще полностью не разработаны. Полученные расчетным путем характеристики рабочего процесса РДТТ затем необходимо во всех случаях уточнять при огневых испытаниях на стенде натурных РДТТ, поскольку самые совершенные методики расчета РДТТ подобного класса позволяют вести расчет с ошибкой до 10…20%.

Существенной особенностью работы РДТТ пенеторатора является следующее обстоятельство. На активном участке траектории продукты сгорания РДТТ истекают в скважину, образующуюся при движении пенетратора в грунте. При этом возникает целый ряд процессов, обусловленных взаимодействием сверхзвукового высокотемпературного газового потока, истекающего из сопла РДТТ, со стенками скважины, как канала переменной длины, что при некоторых условиях может привести к изменению параметров потока на срезе сопла, а, следовательно, и таких важнейших характеристик, как тяга R и единичный импульс $I_{ЕД}$.

Очевидно, что для правильного выбора оптимальных параметров РДТТ и всего аппарата в целом необходимо оценить степень влияния процесса истечения продуктов сгорания в скважину при движении пенетратора на активном участке траектории на рабочие характеристики РДТТ.

Г.Н. Абрамовичем получено аналитическое решение изменения параметров газового потока по длине трубы заданной длины, которое хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями Батсона и Бертина для истечения газового потока в трубу небольшого удлинения $(\lambda \leq 8)$. Однако в этих работах канал имеет постоянную длину; постоянны также параметры газа на входе в канал, а также не учитывается теплообмен в канале, хотя в работе указывается, что теплообмен существенно изменяет характер течения в канале, особенно при нестационарных условиях.

Рассмотрим качественную картину взаимодействия факела РДТТ со стенками скважины и влияние этого взаимодействия на тягу R и единичный импульс $I_{ЕД}$ РДТТ. При движении пенетратора на активном участке траектории в зависимости от удаления от устья скважины возможны при режиме течения газового потока в скважине, отличающихся друг от друга как режимами истечения газового потока из устья скважины в сопла РДТТ, так и характером течения газового потока по длине скважины.

На рис. 1 показана схема движения пенетратора на активном участке траектории в грунте, указаны режимы течений и приведена зависимость изменения параметров газа по длине скважины для различных режимов течений.

Первый режим течения газового потока в скважине начинается с момента прохождения плоскости среза сопла через плоскость устья скважины и заканчивается в момент установления критического течения в устье скважины. Основной особенностью этого режима является сверхзвуковое течение газа по всей длине скважины.

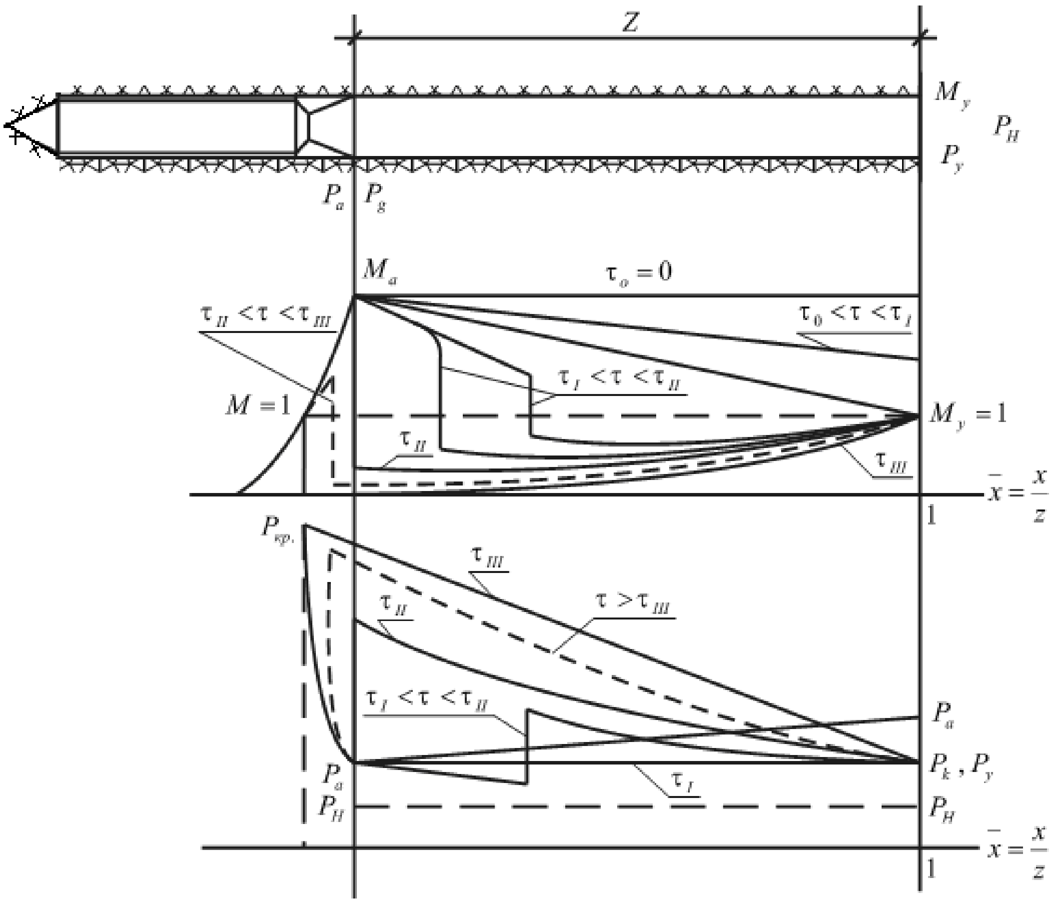

Рис. 1. Схема движения пенетратора на активном участке 1

Второй режим начинается с момента установления критического сечения на устье скважины и кончается в момент, когда скачок уплотнения «сядет» на срез сопла, т.е. сразу за срезом сопла будет наблюдаться дозвуковое течение газа, скорость которого будет увеличиваться по длине скважины до звуковой в устье скважины $(M_y = 1)$. Второй режим характеризуется тем, что на этом режиме в скважине имеются два участка течений – дозвуковой и сверхзвуковой, причем считается, что переход через скорость звука осуществляется в прямом скачке. При движении пенетратора во втором режиме прямой скачок перемещается от устья скважины к срезу сопла, т.е. при этом отношение длины дозвукового участка течения к длине сверхзвукового участка непрерывно увеличивается.

На третьем режиме течение дозвуковое по всей длине скважины, а скачок перемещается в выходном раструбе сопла. Концом этого участка является срыв критического истечения газового потока в сопле, что произойдет в момент, когда скачок переместится из критического сечения сопла в камеру сгорания.

Качественный анализ распределения статического давления по длине скважины позволяет сделать вывод о том, что при движении пенетратора на активном участке траектории с первым и вторым режимами течения $\left(0 < T_I < T_{II}\right)$ условие свободного истечения газов из сопла сохраняется полностью, т.е. скорость истечения и статическое давление на срезе сопла p_a остаются постоянными (см. зависимость $p = f\left(\overline{x}\right)$ на рис. 1). Этот факт подтверждается и экспериментальными исследованиями.

Следовательно, если определить длину скважины в момент окончания второго режима течения x_2, то на всем этом участке траектории можно принять условие

$I_{ЕД} = const$.

Получим зависимости, позволяющие определить длину x_2. Рассмотрим вначале случай движения пенетратора при втором режиме течения газов в скважине с трением, без теплообмена со стенками. Примем следующие допущения:

1. Пенетратор движется равномерно со скоростью *V*.
2. Параметры потока на срезе сопла постоянны, т.е. $M_{сек} = const$; $C = const$; $p_a = const$; a_0 – скорость звука в газовом потоке.
3. Температура торможения газового потока постоянна (теплообмен отсутствует), т.е. $T^* = const$.
4. Коэффициент трения ξ потока о стенки скважины не зависит от числа *M* потока как на сверхзвуковом, так и на дозвуковом участках течения, т.е. $\xi = const$.

Так как температура торможения в потоке постоянна $\left(T^* = const\right)$, то можно при расчетах перейти от числа Маха *M* к безразмерным скоростям $\lambda_a = f\left(M_a\right)$; $M_y = \lambda_y = 1$. Тогда движение газа в скважине без учета теплообмена описывается

$$\left(\frac{1}{\lambda^2} - 1\right)\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{k}{k+1}\xi\frac{dx}{D}, \qquad (1)$$

где x – координата; D – диаметр скважины; k – показатель адиабаты; $\lambda = \frac{V}{a_{кр}}$ - коэффициент скорости; V – скорость газового потока; $a_{кр} = \sqrt{\frac{2kRT^*}{R+1}}$ - скорость звука; ξ – коэффициент трения; T^* - температура торможения; R – газовая постоянная.

Поскольку выступы шероховатости в скважине покрываются ламинарным подслоем, т.е. скважину можно считать технически гладкой трубой для турбулентного потока несжимаемой жидкости $\xi = 0{,}0032 + \frac{0{,}221}{\mathrm{Re}^{0{,}237}}$, где $\mathrm{Re} = \frac{\rho VD}{\mu}$ - критерий Рейнольдса.

Для скважины постоянного сечения $\rho V = const$ и Re по длине скважины изменяется незначительно, т.е. $\mathrm{Re} = const$ и $\xi = const$.

В этом случае уравнение (1) интегрируется в квадратах

$$\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}\ln\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{2k}{k+1}\xi\frac{x_2}{D}, \tag{2}$$

где λ_1 – значение коэффициента скорости на срезе сопла при $x = 0$; λ_2 – значение коэффициента скорости в произвольном сечении $x = x_2$.

Если ввести функцию $\varphi(\lambda) = \frac{1}{\lambda^2} + 2\ln\lambda$ и назвать безразмерную величину, находящуюся в правой части уравнения (2) $\frac{2k}{k+1}\xi\frac{x_2}{D} = \chi$ приведенной длиной скважины, то можно (2) записать в виде

$$\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2) = \chi. \tag{3}$$

Анализ функции $\varphi(\lambda)$ показывает (рис. 2), что она имеет минимум при $\lambda = 1$, равный $\varphi(\lambda) = 1$. Поэтому при заданном значении λ_1 величина разности в левой части уравнения (3), а следовательно, и приведенная длина скважины не могут быть больше некоторой критической величины, определяемой из условия $\lambda_2 = 1$

$$\chi_{кр} = \varphi(\lambda_1) - 1. \tag{4}$$

Таким образом, при заданной сверхзвуковой начальной скорости $\lambda_1 = 1$, если приведенная длина меньше критической $(\chi < \chi_{кр})$, то в конце скважины течение сверхзвуковое (первый режим течения газового потока); если $(\chi = \chi_{кр})$, то скорость в конце скважины равна критической $(\lambda_2 = 1)$ (конец первого режима течения газового потока и начало второго режима); если $(\chi > \chi_{кр})$, то плавное торможение потока по всей скважине невозможно и в некотором сечении скважины произойдет скачок уплотнения, за которым устанавливается ускоренное дозвуковое течение (второй режим течения газового потока).

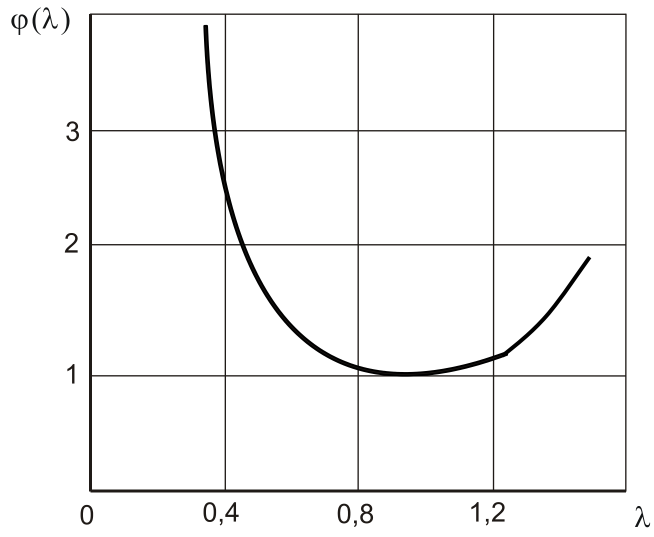

Рис. 2. Зависимость функции *φ(λ)* от безразмерной скорости потока *λ*

Положение этого скачка уплотнения можно определить следующим образом. Для простоты допустим, что скачок уплотнения прямой, тогда коэффициент скорости до скачка и после скачка связаны соотношением

$$\lambda_1' \lambda_1'' = 1. \tag{5}$$

Тогда

$$\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_1') = \chi_{ск} \tag{6}$$

и

$$\varphi(\lambda_1'') - \varphi(\lambda_2) = \chi - \chi_{ск}, \tag{7}$$

где $\chi_{ск}$ – расстояние от среза сопла до скачка уплотнения; $\chi - \chi_{ск}$ – расстояние от скачка уплотнения до устья скважины.

Учитывая то, что $\lambda_1 = \lambda_a$, $\lambda_2 = \lambda_y$ и $\lambda_1'' = \dfrac{1}{\lambda_1'}$ из (5) и, решая совместно уравнения (6) и (7) с двумя неизвестными $\chi_{ск}$, λ_1', будем иметь положение скачка уплотнения

$$\varphi(\lambda_a) - \varphi(\lambda_1') = \chi_{ск} \; ; \tag{8}$$

$$\varphi\left(\frac{1}{\lambda_1'}\right) - \varphi(\lambda_y) = \chi - \chi_{ск} \tag{9}$$

или

$$\Phi(\lambda_1') = \chi - \varphi(\lambda_a) + \varphi(\lambda_y), \tag{10}$$

где $\Phi(\lambda_1') = \varphi\left(\frac{1}{\lambda_1'}\right) - \varphi(\lambda_1')$.

Очевидно, что по мере углубления пенетратора растет и функция $\varphi(\lambda_1')$, а значит и λ_1', что приводит к приближению скачка к срезу сопла. Наконец наступает момент, когда скачок «садится» на срез сопла, и по всему каналу скважины имеет место дозвуковое течение газового потока.

Расстояние, на котором происходит описанное явление, можно определить исходя из зависимости (3) с учетом того, что $\lambda_1'' = \frac{1}{\lambda_a'}$ и $\lambda_2 = \lambda_y = 1$

$$\chi = \varphi\left(\frac{1}{\lambda_a}\right) - \varphi(\lambda_y) \; ; \tag{11}$$

$$\overline{Z_2} = \frac{x_2}{D} = \frac{K+1}{2K\xi}\left[\varphi\left(\frac{1}{\lambda_a}\right) - 1\right]. \tag{12}$$

Если учесть, что начало 2 режима наступает при заглублении пенетратора на расстоянии, равном

$$\overline{Z_1} = \frac{x_1}{D} = \frac{K+1}{2K\xi}\left[\varphi(\lambda_a) - \lambda\right], \tag{13}$$

то, очевидно, что отношение длин участков траектории с 1 по 2 режим течений потока, равно

$$\frac{\overline{Z_2}}{\overline{Z_1}} = \frac{x_2}{x_1} = \frac{\varphi\left(\frac{1}{\lambda_a}\right) - 1}{\varphi(\lambda_a) - 1}.$$

На рис. 3 приведена зависимость отношения $\frac{x_2}{x_1}$ от безразмерной скорости на срезе сопла λ_a. Зависимость имеет ярко выраженный линейный характер на отрезке $1 < \lambda_a < 3$ и может быть аппроксимирована формулой вида

$$\frac{x_2}{x_1} = K_1 \lambda_a + K_2 , \tag{14}$$

где $K_1 = 1{,}6$; $K_2 = 0{,}6$ – расчетные коэффициенты на участке $1 < \lambda_a < 3$.

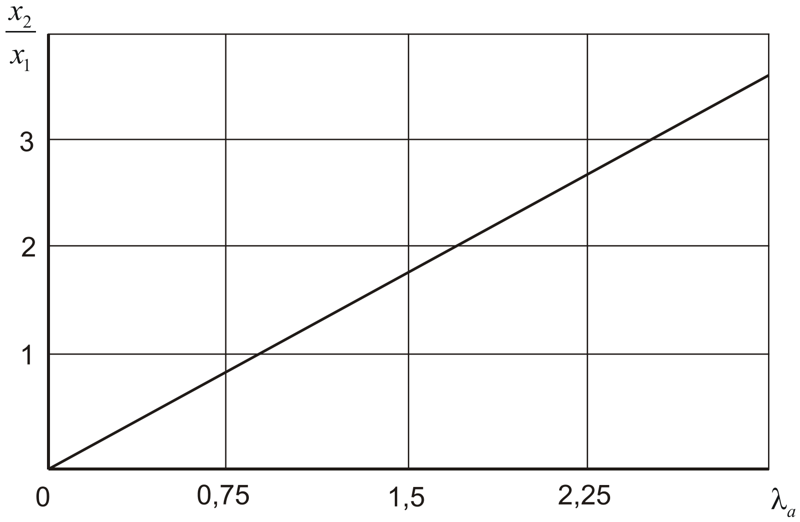

Рис. 3. Зависимость отношения $\frac{x_2}{x_1}$ от безразмерной скорости на срезе сопла

Следовательно, для конкретного случая при известной безразмерной скорости истечения λ_a отношение $\frac{x_2}{x_1}$ легко определить по зависимости (14).

Длина сверхзвукового (первого) участка течения x, равна

$$x_1 = D \frac{k+1}{2k\xi} \left[\varphi(\lambda_a) - \lambda \right] . \tag{15}$$

Откуда относительная дальность $\overline{Z_2} = \frac{x_2}{D}$ равна

$$\overline{Z_2} = \frac{K+1}{2K\xi} \left(K_1 \lambda_a + K_2 \right) \left[\frac{1 + 2\lambda_a^2 \ln \lambda_a}{\lambda_a^2} - 1 \right]. \tag{16}$$

На рис. 4 представлена зависимость относительной длины участка со вторым режимом течения от величины коэффициента трения и безразмерной скорости на срезе λ_a. При расчете принималось $k = 1{,}25$.

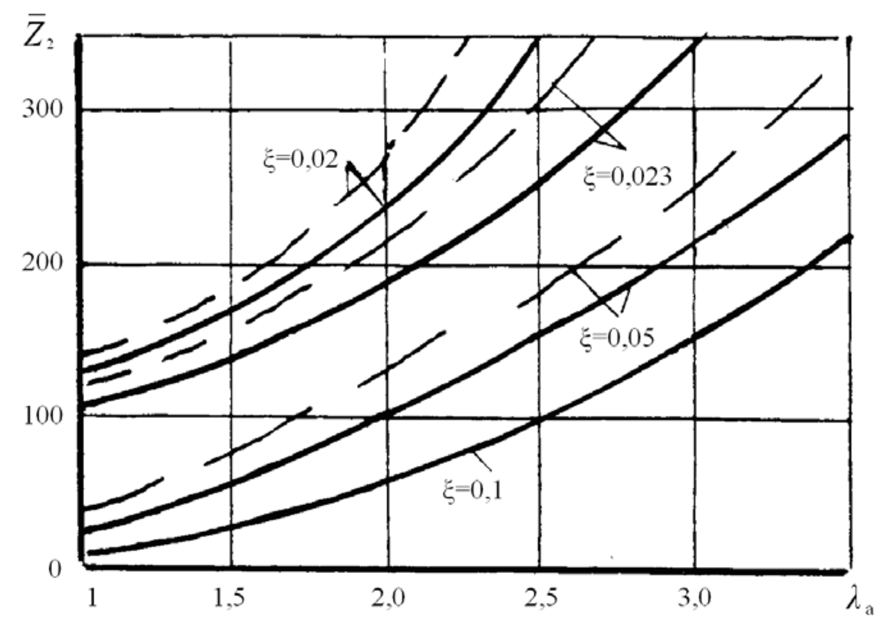

Рис. 4. Зависимость относительной длины участка от коэффициента трения и безмерной скорости

_ _ _ _ _ - без учета теплообмена

- - - - - - - - - - с теплообменом

Анализ зависимостей $\overline{Z_2} = f(\lambda_a \xi)$ показывает, что длина участка со вторым режимом течения в диапазоне реально достижимых значений $\lambda_a = 2...3$ и средних значений гидравлического сопротивления стенок скважины $\xi = 0{,}02...0{,}05$ составляет 150…160 калибров даже без учета теплообмена и скорости пенетратора, что несколько занижает расчетное значение длины участка x_2. Следует отметить, что результаты расчетов по приведенным выше зависимостям для определения параметров первого режима (до формулы 13) верны при условии безударного ввода газового потока в скважину. Обеспечить это можно при условии равенства диаметров среза сопла и скважины, т.е. $D_a = D_{ск}$. Наиболее просто это обеспечить с помощью сопла с центральным телом, имеющим угол раствора обечайки, близкий к нулю и острые кромки обечайки. Использование сопла с центральным телом оправдано еще и тем, что при этом имеет место большой выигрыш в массе и длине сопла по сравнению с обычным соплом Лаваля.

Действующие на пенетратор перегрузки различного направления оказывают значительное влияние на режим работы двигателя, поскольку существенно изменяют скорость горения топлива, коэффициент расхода сопла, размер проходного сечения в камере и поверхность горения топлива.

Экспериментальные исследования показывают, что в напряженном состоянии изменяется скорость разрушения конденсированной фазы твердого топлива, происходит диспергирование твердых микрочастиц с поверхности в газовую фазу, и скорость горения увеличивается.

Это увеличение можно учитывать с помощью поправочного множителя, который зависит от деформации и вводится в закон скорости горения

$$K_{\Delta} = 1 + \eta \Delta^{\omega} , \tag{17}$$

где η, ω – величины, полученные экспериментальным путем; Δ – деформация удлинения.

Следует помнить, что максимальное значение скорости горения происходит в том случае, когда вектор ускорения направлен вглубь заряда по нормали к поверхности горения топлива.

Высокая тяговооруженность пенетратора при сравнительно небольших диаметрах аппарата и ограниченной скорости горения топлива требует создания РДТТ большого удлинения и применение топливных зарядов большой длины. В условиях интенсивных перегрузок происходит заметное оползание массы топлива таких зарядов, что приводит к изменению проходных сечений газового тракта двигателя. Особенно характерно такое явление для двигателей, работающих на смесевых топливах.

Осевое напряжение, действующее на заряд в первом приближении, может быть определено следующим образом

$$\sigma_x = \Delta p_k + \rho_T l_3 n_x g , \tag{18}$$

где Δp_k – перепад давления на торцах заряда; ρ_m – плотность топлива; n_x – перегрузка, действующая на заряд; g – ускорение свободного падения.

Площадь поперечного сечения заряда S_m может быть определена как

$$S_T = S_T^{н}\left[1 + 2\alpha\left(T_0 - T_N\right)\right]\left(1 + \frac{2\mu\sigma_x}{E}\right), \tag{19}$$

где $S_T^{н}$ - номинальная площадь поперечного сечения заряда; T_0 – начальная температура заряда; $T_N = 293^{\circ} K$ – стандартная температура заряда; $\alpha = 0{,}0002\frac{1}{K}$ - коэффициент линейного термического расширения топлива; μ – коэффициент Пуассона $\left(\mu = 0{,}4\right)$; E – модуль упругости.

Уменьшение свободного прохода камеры сгорания РДТТ приводит к увеличению скорости движения газового потока вдоль горящей поверхности топлива, что эквивалентно повышению критерия Победоносцева $\aleph$.

Функционирование двигателя происходит в условиях развитого эрозионного горения, что сказывается на увеличении скорости горения заряда.

Коэффициент эрозии для значения $\aleph \le 300$ определяется с помощью зависимости

$$f_э(\aleph) = 1 + 0{,}0032(\aleph - 100). \qquad (20)$$

В том случае, когда $\aleph > 300$ коэффициент эрозии находится по методу Уимпресса, для чего вычисляется $g(\lambda) = \dfrac{F_{кр}}{F_{км} - F_T}$ и по таблице газодинамических функций находится λ. Далее, пользуясь табл. 1, по значению λ определяется $f_э(\lambda)$.

Таблица 1

λ	0	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	1,0
$f_э(\lambda)$	1,0	1,00	1,06	1,12	1,15	1,16	1,17

Для вычисления эрозионного пика давления p_{max} целесообразно пользоваться эмпирической зависимостью

$$\frac{p_{\max}}{p_k} = 1 + 0{,}45\left(0{,}58 \cdot 10^{-2}\aleph\right)^2. \qquad (21)$$

Неучет влияния эрозионного горения приводит к разрушению камеры РДТТ.

При действии интенсивных перегрузок на заряд твердого топлива в нем могут образовываться трещины, что может привести к увеличению поверхности горения (газоприхода) и повышению давления в камере сгорания.

Однако экспериментальным путем установлено, что существует некоторая минимальная ширина трещины, ниже которой пламя вглубь щели не распространяется. Эта минимальная ширина обычно больше 25 *мм*, она зависит от давления и начальной температуры заряда, его состава и скорости горения. С ростом давления и скорости горения минимальная ширина щели убывает (рис. 5). С увеличением диаметра частиц окислителя твердого топлива минимальная ширина увеличивается, а с увеличением его процентного содержания – уменьшается.

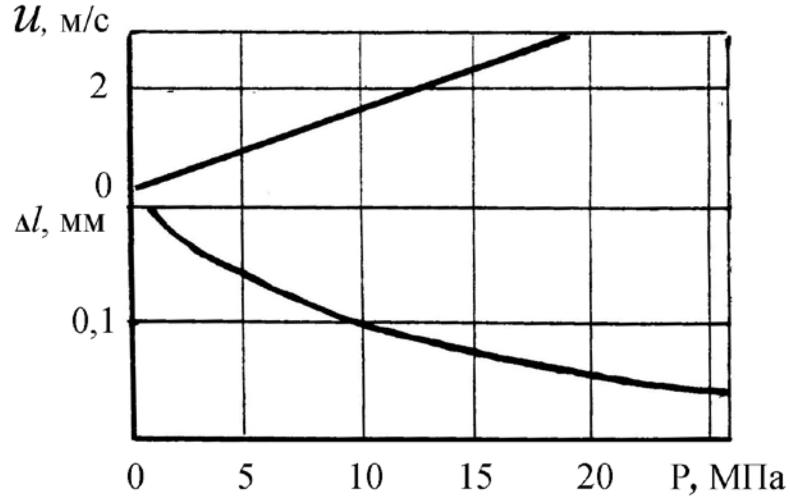

Рис. 5. Зависимость минимальной ширины щели от давления и скорости горения топлива от давления

Библиографический список

1. Волков В.Т., Ягодников Д.А. Исследование и стендовая отработка ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 296 с.

2. Сорокин Р.Е., Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. Наука, 1967. – 368 с.

3. Газодинамические и теплофизические процессы в ракетных двигателях твердого топлива / Губертов А.М., Миронов В.В., Борисов Д.М. и др.; Под ред. Коротеева А.С. М.: Машиностроение, 2004. – 512 с.

Сведения об авторах

Родченко Владимир Викторович, профессор Московского авиационного института (национального исследовательского университета), д.т.н.;
МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993;
тел.: (499) 158-43-17, 8-926-333-44-55; e-mail: rodchenko@mai.ru

Садретдинова Эльнара Рамилевна, старший преподаватель Московского авиационного института (национального исследовательского университета).
МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993;
тел.:(499) 158-41-23; e-mail: elnara-5@mail.ru

Заговорчев Владимир Александрович, аспирант Московского авиационного института (национального исследовательского университета).
МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993;
тел.: (499) 195-91-72; e-mail: zagovorchev@gmail.ru

Луговцов Игорь Вячеславович, аспирант Московского авиационного института (национального исследовательского университета).
МАИ, Волоколамское ш., 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993;
тел.: (499) 195-91-72; e-mail: garri_l@mail.ru