

УДК 623.5; 531.57

Исследование процесса выстрела из миномета с учетом перетекания пороховых газов из трубки стабилизатора в заминное пространство

Ефремов А. К.^{1,*}

[*efrak@mail.ru](mailto:efrak@mail.ru)

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Изложена методика внутрибаллистического расчета миномета, учитывающая перетекание пороховых газов из трубки стабилизатора в заминное пространство. Традиционная методика базируется на предположении, что после прорыва перфорационных отверстий в трубке основной заряд мгновенно сгорает и выполняет лишь роль воспламенителя дополнительного заряда. Предлагаемая методика позволяет выявить передний закон закона давления (и перегрузки) при выстреле. Это способствует адекватной оценке эффективности функционирования инерционных механизмов взрывателя, которые должны завершить взведение до достижения максимального уровня перегрузки. Приведены результаты расчета для 82-мм миномета, которые соответствуют известным опытным данным.

Ключевые слова: миномет, периоды выстрела, баллистика трубки стабилизатора, перетекание пороховых газов в заминное пространство, передний фронт закона давления (перегрузки)

Введение

К системе предохранения взрывателя, как известно, предъявляются следующие требования – обеспечение безопасности в служебном обращении и надежной взводимости при выстреле. Обоснованная оценка надежности процесса снятия ступеней предохранения при выстреле, т.е. подготовки взрывателя к срабатыванию, возможна только при адекватном описании взводящих сил инерции. Наибольший интерес в контексте последующего материала представляют инерционные механизмы, которые должны завершить процесс взведения до того момента, когда сила инерции (перегрузка) в поступательном движении боеприпаса достигнет определенного значения по отношению к максимальному (определяется принятым коэффициентом запаса по взводимости) [1]. Движение элементов системы предохранения рассматривается в неинерциальной системе координат. Классические методы внутренней баллистики [2, 3] не позволяют полностью выявить параметры этого важного для взведения взрывателя участка кривой перегрузки, хотя во многих случаях дают приемлемое с практической точки зрения описание процесса

выстрела, например при определении начальной скорости снаряда и оценке прочности его корпуса. В последнем случае наибольший интерес представляет максимальное давление пороховых газов в канале ствола.

При традиционном методе расчета процесса выстрела из миномета, с учетом баллистики трубки стабилизатора, возникает следующая ситуация. Давление, необходимое для прорыва перфорационных отверстий в хвостовом патроне мины, выполняет роль своеобразного «давления форсирования» p_0 [2, 4, 5]. При этом считается, что после прорыва отверстий сгорание основного заряда происходит мгновенно, т.е. он выступает лишь в качестве воспламенителя для дополнительного заряда. Если последний отсутствует, то в дальнейшем давление просто монотонно уменьшается к дульному срезу. При наличии дополнительного заряда наблюдается начальный участок возрастания давления, но относительно p_0 . В действительности же (физически) в заминном пространстве формируется некоторый начальный участок нарастания как давления пороховых газов, так и силы инерции (перегрузки).

Указанный участок может быть выявлен на основе исследования процесса выстрела из миномета с учетом развития во времени процесса перетекания пороховых газов после прорыва перфорационных отверстий в трубке стабилизатора в заминное пространство. Такой подход предложен в работе [6], в которой приведены результаты исследования взведения взрывателя к надкалиберной мине. В работе [7] также рассматривается уточненная периодизация выстрела из миномета с учетом баллистики трубки стабилизатора мины, представлены результаты расчета кривых давления как в трубке, так и в заминном пространстве (на примере 120-мм миномета), однако использованная при этом математическая модель не приводится, что не позволяет судить об адекватности постановки задачи. В частности, неизвестно, учитывается ли прорыв пороховых газов через зазор между корпусом мины и внутренними стенками канала ствола. В работе [8] приведены результаты численного исследования выстрела из 120-мм миномета, полученные на основе более строгой математической модели, реализующей метод конечных элементов.

Приводится сравнение результатов расчета по предлагаемой и традиционной методикам.

1. Стрельба на основном заряде

Процесс выстрела из миномета при отсутствии дополнительного заряда можно разделить на следующие периоды: 1) пиростатический (от воспламенения основного заряда до прорыва отверстий, т.е. до достижения «давления форсирования» p_0);

2) от прорыва отверстий до окончания горения;

3) адиабатическое расширение газов (до вылета мины из канала ствола).

Пиростатический период для трубки стабилизатора. Если считать, как обычно, процесс воспламенения мгновенным, то давление в трубке будет выражаться следующим образом:

$$p_1 = \frac{f_{\varepsilon}\omega_{\varepsilon} + f_o\omega_o\psi}{W_{oc} - \alpha\omega_o\psi - \frac{\omega_o}{\delta}(1-\psi) - \alpha_{\varepsilon}\omega_{\varepsilon}}, \quad (1)$$

где α_{ε} , ω_{ε} и f_{ε} – коволюм, масса и сила пороха воспламенителя; α_o , ω_o и f_o – то же для основного заряда; δ – плотность пороха; W_{oc} – объем камеры трубки стабилизатора; ψ – относительная масса сгоревшей части основного заряда ($0 \leq \psi \leq 1,0$).

Учитывая относительную малость члена $\alpha_{\varepsilon}\omega_{\varepsilon}$ в знаменателе (1), им можно пренебречь, и тогда получим

$$p_1 \approx \frac{f_{\varepsilon}\Delta_{\varepsilon} + f_o\Delta_o\psi}{1 - \alpha\Delta_o\psi - \frac{\Delta_o}{\delta}(1-\psi)}, \quad (2)$$

где $\Delta_{\varepsilon} = \omega_{\varepsilon}/W_{oc}$ и $\Delta_o = \omega_o/W_{oc}$ – плотности заряжания для воспламенителя и основного заряда по трубке стабилизатора. При $\psi = 0$ давление в камере равно максимальному давлению воспламенителя, т.е.

$$p_1 = p_{\varepsilon} = \frac{f_{\varepsilon}\Delta_{\varepsilon}}{1 - \frac{\Delta_o}{\delta}},$$

откуда

$$f_{\varepsilon}\Delta_{\varepsilon} = p_{\varepsilon}\left(1 - \frac{\Delta_o}{\delta}\right).$$

В качестве характерного значения давления примем полное пиростатическое давление в трубке без учета воспламенителя ($\psi = 1, \omega_{\varepsilon} = 0$)

$$P = \frac{f_o\Delta_o}{1 - \alpha\Delta_o}. \quad (3)$$

Оно представляет собой максимальное давление газов при сгорании основного заряда в постоянном объеме, равном W_{oc} . Именно это соотношение используют при опытном определении f_o .

Разделив (2) на P , получим

$$\bar{p}_1 = \frac{p_1}{P} = \frac{\psi + \frac{f_{\varepsilon}\Delta_{\varepsilon}}{f_o\Delta_o}}{\frac{1 - \Delta_o/\delta}{1 - \alpha\Delta_o} - \frac{\Delta_o}{1 - \alpha\Delta_o}\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi} = \frac{\psi + \mu}{a_o - (a_o - 1)\psi}, \quad (4)$$

где $a_o = \frac{1 - \Delta_o / \delta}{1 - \alpha \Delta_o}$; $\mu = \frac{f_o \Delta_o}{f_o \Delta_o} = \frac{p_o (1 - \Delta_o / \delta)}{P (1 - \alpha \Delta_o)} = \bar{p}_o a_o$. Приняв $\bar{p}_1 = \bar{p}_0 = p_o / P$, найдем значение

$\psi = \psi_o$, соответствующее прорыву перфорационных отверстий:

$$\psi_o = \frac{a_o - \mu / \bar{p}_0}{a_o - 1 + 1 / \bar{p}_0} = \frac{1 - (\bar{p}_o / \bar{p}_0)}{1 + (1 / \bar{p}_0 - 1) / a_o}.$$

Уравнение газообразования имеет обычный вид [2], т.е.

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_1}{I_k}. \quad (5)$$

где z – относительная толщина сгоревшего слоя порохового зерна ($0 \leq z \leq 1,0$);

$I_k = \int_0^{t_k} p(t) dt$ – конечный импульс пороха; t_k – длительность процесса горения заряда.

Период горения основного заряда. Запишем систему дифференциальных уравнений, описывающих баллистику трубки стабилизатора и движение мины:

$$\varphi q \frac{dV}{dt} = s_m p_2; \quad \frac{dl}{dt} = V; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{p_1}{I_k}. \quad (6)$$

где p_2 – давление в замкнутом пространстве; s_m , q и l – площадь миделевого сечения, масса и перемещение мины. Кольцевой зазор между корпусом мины и стенками канала ствола зависит от текущего положения мины, т.е. случаен, но при расчетах он условно считается постоянным и равным $s_z = s - s_m$. В дальнейшем будем считать, что коэффициент фиктивности $\varphi \approx 1.0$ [4, 5], поскольку роль второстепенных работ при выстреле из миномета относительно мала (по сравнению с артиллерийским выстрелом). Например, фактически отсутствует откат; кроме того, мало отношение масс заряда и мины. Второстепенные работы обычно учитывают косвенно – вводя соответствующий поправочный коэффициент в силу пороха.

Выражение для давления в трубке стабилизатора можно записать в виде [5]

$$p_1 = \frac{f_o \omega_o + f_o (\omega_o \psi - y)}{W_{oc} - \frac{\omega_o (1 - \psi)}{\delta} - \alpha (\omega_o \psi - y)}, \quad (7)$$

где y – масса газа, истекающего из трубки в замкнутое пространство. Давление в этом пространстве

$$p_2 = \frac{f_o (y - Y) - \frac{\theta q V^2}{2}}{W_0 + sl - \alpha (y - Y)}, \quad (8)$$

где Y – массовый расход газа, прорывающегося в окружающую среду через зазор; $\theta = \gamma - 1$; γ – показатель адиабаты для пороховых газов.

Введем относительные расходы

$$\eta_1 = \frac{y}{\omega_o}; \quad \eta_2 = \frac{Y}{\omega_o};$$

тогда

$$\bar{p}_1 = \frac{p_1}{P} = \frac{\frac{f_o \omega_o}{f_o \omega_o} + \psi - \eta_1}{a_o - (a_o - 1)\psi + \frac{\alpha \Delta_o}{1 - \alpha \Delta_o} \eta_1} = \frac{\psi - \eta_1 + \mu}{a_o - (a_o - 1)\psi + \frac{\alpha \Delta_o}{1 - \alpha \Delta_o} \eta_1} \quad (9)$$

и, соответственно,

$$\bar{p}_2 = \frac{p_2}{P} = \frac{\eta_1 - \eta_2 - (\bar{V})^2}{\frac{W_0}{W_{0c}} \frac{1}{1 - \alpha \Delta_o} + \frac{sl}{W_{0c}} \frac{1}{1 - \alpha \Delta_o} - \frac{\alpha \Delta_o}{1 - \alpha \Delta_o} (\eta_1 - \eta_2)}, \quad (10)$$

где $\bar{V} = V/V_{np}$; $V_{np} = \sqrt{2f_o \omega_o / (\theta q)}$ – предельная скорость мины, определяемая по основному заряду.

Введем обозначение $\bar{t} = t/T$, где T – нормирующая величина, имеющая размерность времени, и преобразуем уравнение движения мины (6):

$$\frac{qV_{np}}{T} \frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = s_m P \bar{p}_2.$$

Потребовав, чтобы было выполнено условие $T = qV_{np} / (s_m P)$, можно записать уравнение движения в безразмерном виде:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2.$$

Преобразуем также уравнение газообразования:

$$\frac{dz}{d\bar{t}} = \frac{PT}{I_k} \bar{p}_1. \quad (11)$$

Множитель при $\bar{p}_1$:

$$\frac{PT}{I_k} = \frac{P}{I_k} \frac{qV_{np}}{s_m P} \frac{s}{s} = \frac{s}{s_m} \frac{q}{s I_k} \sqrt{\frac{2f_o \omega_o}{\theta q}} = \frac{s}{s_m} \sqrt{\frac{2f_o \omega_o q}{\theta (s I_k)^2}} = \frac{s}{s_m} \sqrt{\frac{2}{B\theta}},$$

где $B = (s I_k)^2 / (f_o \omega_o q)$ – параметр заряжения Н.Ф. Дроздова [2], определяемый по основному заряду.

Введем обозначение $\bar{l} = l/L$, где L – нормирующая величина, имеющая размерность длины. Тогда кинематическое соотношение в (6) можно записать в виде

$$\frac{L}{T} \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = V_{np} \bar{V},$$

и принять

$$L = V_{np} T = \frac{qV_{np}^2}{s_m P} = \frac{2}{\theta} \frac{W_{0c}}{s_m} (1 - \alpha \Delta_o).$$

Таким образом, обе нормирующие величины (T и L), первоначально введенные как произвольные, определяются однозначно.

Получаем следующую систему безразмерных уравнений для второго периода:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2; \quad \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = \bar{V}; \quad \frac{dz}{d\bar{t}} = \bar{p}_1 \frac{s}{s_m} \sqrt{\frac{2}{B\theta}}, \quad (12)$$

где $\bar{p}_1$ и $\bar{p}_2$ определяются по (9) и (10), соответственно.

Режимы истечения. Будем считать режим истечения газов через зазор из канала ствола надкритическим, поскольку истечение происходит в атмосферу. Тогда

$$\frac{dY}{dt} = \frac{\xi s_3 k_0}{\sqrt{f_o}} p_2,$$

где ξ – коэффициент расхода; $k_0 = \sqrt{(1+\theta)(1+\theta/2)^{-\frac{2+\theta}{\theta}}}$ [5]. Соответственно,

$$\frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \frac{\xi s_3 k_0 P T}{\omega_o \sqrt{f_o}} \bar{p}_2 = \eta_{20} \bar{p}_2 = \eta_{20} \frac{d\bar{V}}{d\bar{t}},$$

или $\eta_2 = \eta_{20} \bar{V}$.

Секундный расход из трубки стабилизатора в замкнутое пространство будет определяться соотношением между давлениями p_2 и p_1 . При

$$\zeta = \frac{p_2}{p_1} < \zeta_{кр} = \left(\frac{2}{2+\theta} \right)^{\frac{1+\theta}{\theta}} -$$

режим истечения докритический, т.е.

$$\frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \frac{\xi_c s_c P T k_0}{\omega_o \sqrt{f_o}} \bar{p}_1 = \eta_{10} \bar{p}_1. \quad (13)$$

где ξ_c – коэффициент потерь (расхода); s_c – суммарная площадь отверстий в трубке. При $\zeta > \zeta_{кр}$ имеем закритический режим истечения:

$$\frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \eta_{10} \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{\theta} \left(1 + \frac{\theta}{2} \right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}} \sqrt{\zeta^{\frac{2}{1+\theta}} - \zeta^{\frac{2+\theta}{1+\theta}}}. \quad (14)$$

Начальные условия для данного периода таковы: при $\bar{t} = \bar{t}_0$ $z = z_0$ ($p_1 = p_0$), $\bar{l} = 0$, $\bar{V} = 0$, $\eta_1 = 0$, $\eta_2 = 0$. Расчет ведется до момента времени, когда $z = l$.

Таким образом, будем иметь окончательно для второго периода:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2; \quad \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = \bar{V}; \quad \frac{dz}{d\bar{t}} = \bar{p}_1 \frac{s}{s} \sqrt{\frac{2}{B\theta}}; \quad (15)$$

$$; \frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \begin{cases} \eta_{10} \bar{p}_1, \zeta = p_2/p_1 \leq \zeta_{кр} \\ \eta_{10} \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{\theta} \left(1 + \frac{\theta}{2}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}} \sqrt{\zeta^{\frac{2}{1+\theta}} - \zeta^{\frac{2+\theta}{1+\theta}}}, 1 > \zeta > \zeta_{кр}; \frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \eta_{20} \bar{p}_2 = \eta_{20} \frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} \\ 0, \zeta \geq 1 \end{cases}$$

Период адиабатического расширения газов. Во время этого периода газообразование, естественно, не учитывается, и соответствующее уравнение исключается из системы (15). Кроме того, изменяется выражение для давления в трубке стабилизатора. Из формулы (9) видно, что после окончания горения ($z=1$)

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_{1k} = \frac{\mu + 1 - \eta_k}{1 + \frac{\alpha \Delta_o}{1 - \alpha \Delta_o} \eta_{1k}}.$$

Для последующего периода можно записать

$$\bar{p}_1 = \frac{\mu + 1 - \eta_1}{1 + \frac{\alpha \Delta_o}{1 - \alpha \Delta_o} \eta_1}. \quad (16)$$

В работе [5] предлагается описывать давление с помощью уравнения адиабаты, результаты расчета по обоим способам практически совпадают (расхождение составляет доли процента). Выражение (16) естественно получается из предыдущего – (9).

2. Расчет при наличии дополнительного заряда

В этом, более сложном для расчета, случае процесс выстрела может быть разделен на четыре периода:

- 1) пиростатический (как и выше);
- 2) от прорыва отверстий (и воспламенения дополнительного заряда) до окончания горения основного заряда;
- 3) от конца горения основного заряда до конца горения дополнительного заряда;
- 4) адиабатическое расширение смеси газов (до момента вылета мины из канала ствола).

Давление в трубке стабилизатора во время пиростатического периода определяется, как ранее, – по (7). Длительность периода ограничивается моментом времени, когда $\psi_1 = \psi_{10}$ ($p_1 = p_0$). Будем считать, что после прорыва отверстий происходит мгновенное воспламенение дополнительного заряда, и в этот же момент начинается движение мины. Общая формула для давления в замкнутом пространстве:

$$p_2 = \frac{f_o y + f \omega \psi_2 - f Y - \frac{\theta q V^2}{2}}{W_0 + sl - \frac{\omega}{\delta} (1 - \psi_2) - \alpha (\omega \psi_2 - Y) - \alpha y}. \quad (17)$$

где f , ω , ψ_2 – сила пороха, масса и относительная сгоревшая часть дополнительного заряда, соответственно; W_0 – начальный объем замкнутого пространства. В дальнейшем коэффциент считается одинаковым для основного и дополнительного зарядов.

Через f' обозначена сила пороха для смеси газов, образующихся при одновременном горении основного и дополнительного зарядов. Возможно несколько вариантов представления f' . В первом приближении

$$f' = \frac{f_o \omega_o + f \omega}{\omega_o + \omega} = f_o \frac{1 + \frac{f \omega}{f_o \omega_o}}{1 + \frac{\omega}{\omega_o}}. \quad (18)$$

В традиционной методике, не учитывающей истечение газа из трубки стабилизатора, принимается выражение ([4], с. 687)

$$f' = \frac{f_o \omega_o + f \omega \psi_2}{\omega_o + \omega \psi_2} = f_o \frac{1 + \frac{f \omega}{f_o \omega_o} \psi_2}{1 + \frac{\omega}{\omega_o} \psi_2}, \quad (19)$$

Видно, что при $\psi_2 = 1$ (19) совпадает с (18). Допущение о том, что $f' \approx f_o$, косвенно учитывает теплопередачу к стенкам ствола. Эти варианты относятся к случаю, когда принимается гипотеза о мгновенном сгорании основного заряда. Более правильна форма представления f' , учитывающая горение обоих зарядов. Так, в [4] (с. 218) для уточненных расчетов рекомендуется формула

$$f' = \frac{f_o \omega_o \psi_1 + f \omega \psi_2}{\omega + \omega_o} = f_o \frac{\psi_1 + \frac{f \omega}{f_o \omega_o} \psi_2}{1 + \frac{\omega}{\omega_o}},$$

однако в этом случае при $\psi_2 = 0$ $f' = f_o \cdot [\psi_1 / (1 + \omega / \omega_o)] \ll f_o$.

Предлагается использовать следующее представление

$$f' = \frac{f_o \omega_o \psi_1 + f \omega \psi_2}{\omega_o \psi_1 + \omega \psi_2} = f_o \frac{\psi_1 + \frac{f \omega}{f_o \omega_o} \psi_2}{\psi_1 + \frac{\omega}{\omega_o} \psi_2}, \quad (20)$$

которое обобщает (18) и (19). В момент воспламенения дополнительного заряда ($\psi_2 = 0$) $f' = f_o$; после окончания горения основного заряда ($\psi_1 = 1$) получим формулу (18), а при $\psi_2 = 1$ (окончание горения дополнительного заряда) – (19).

Введем относительные массовые расходы

$$\eta_1 = \frac{y}{\omega_o}; \quad \eta_2 = \frac{Y}{\omega_o + \omega}.$$

Далее преобразуем (17):

$$\bar{p}_2 = \frac{p_2}{P} = \frac{\eta_1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\psi_2 - \left(1 + \frac{\omega}{\omega_o}\right)\eta_2 \frac{\psi_1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\psi_2}{\psi_1 + \frac{\omega}{\omega_o}\psi_2} - (\bar{V})^2}{\frac{W_0}{W_{0c}} \frac{1}{1 - \alpha\Delta_o} + \frac{2}{\theta} \frac{s}{s'} \bar{l} - \frac{\omega}{\delta W_{0c}} \frac{1 - \psi_2}{1 - \alpha\Delta_o} - \frac{\alpha\Delta_o}{1 - \alpha\Delta_o} \left[\frac{\omega}{\omega_o} \psi_2 + \eta_1 - \left(1 + \frac{\omega}{\omega_o}\right)\eta_2 \right]} \quad (21)$$

Секундный расход через зазор

$$\frac{d\eta_2}{dt} = \frac{\eta_{20}}{1 + \frac{\omega}{\omega_o}} \sqrt{\frac{\psi_1 + \frac{\omega}{\omega_o}\psi_2}{\psi_1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\psi_2}} \bar{p}_2.$$

Отсюда видно, что после окончания горения дополнительного заряда ($\psi_2 = 1$)

$$\frac{d\eta_2}{dt} = \frac{\eta_{20}}{\sqrt{\left(1 + \frac{\omega}{\omega_o}\right)\left(1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\right)}} \bar{p}_2.$$

Давление в трубке стабилизатора определяется по полученной ранее формуле (9).

Если считать, что основные баллистические характеристики пороха (α , κ и I_k) одинаковы для основного и дополнительного зарядов (силы пороха отличны – $f_o = \varphi_c f$, где φ_c – опытный поправочный коэффициент), то получим следующие, последовательно решаемые системы уравнений (после прорыва перфорационных отверстий в трубке стабилизатора):

1) при $\psi_{10} \leq \psi_1 \leq 1$:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2; \quad \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = \bar{V}; \quad \frac{dz_1}{d\bar{t}} = \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{B\theta}}; \quad \frac{dz_2}{d\bar{t}} = \bar{p}_2 \sqrt{\frac{2}{B\theta}};$$

$$\frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \begin{cases} \eta_{10} \bar{p}_1, \zeta \leq \zeta_{hp} \\ \eta_{10} \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{\theta} \left(1 + \frac{\theta}{2}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}} \sqrt{\zeta^{\frac{2}{1+\theta}} - \zeta_{hp}^{\frac{2}{1+\theta}}}, \zeta_{hp} < \zeta \leq 1; \\ 0, \zeta > 1 \end{cases} \quad \frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \bar{p}_2 \cdot \frac{\eta_{20}}{1 + \frac{\omega}{\omega_o}} \sqrt{\frac{1 + \frac{\omega}{\omega_o}\psi_2}{1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\psi_2}};$$

2) при $\psi_1 = 1$ (горение только дополнительного заряда)

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2; \quad \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = \bar{V}; \quad \frac{dz_2}{d\bar{t}} = \bar{p}_2 \sqrt{\frac{2}{B\theta}}; \quad \frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \bar{p}_2 \frac{\eta_{20}}{1 + \frac{\omega}{\omega_o}} \sqrt{\frac{1 + \frac{\omega}{\omega_o}\psi_2}{1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\psi_2}};$$

$$\frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \begin{cases} \eta_{10} \bar{p}_1, \zeta \leq \zeta_{hp} \\ \eta_{10} \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{\theta} \left(1 + \frac{\theta}{2}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}} \sqrt{\zeta^{\frac{2}{1+\theta}} - \zeta^{\frac{2+\theta}{1+\theta}}}, \zeta_{hp} < \zeta \leq 1; \\ 0, \zeta > 1 \end{cases}$$

3) при $\psi_2 = 1$ (адиабатическое расширение газов)

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}} = \bar{p}_2; \quad \frac{d\bar{l}}{d\bar{t}} = \bar{V};$$

$$\frac{d\eta_1}{d\bar{t}} = \begin{cases} \eta_{10} \bar{p}_1, \zeta < \zeta_{кр} \\ \eta_{10} \bar{p}_1 \sqrt{\frac{2}{\theta} \left(1 + \frac{\theta}{2}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}} \sqrt{\zeta^{\frac{2}{1+\theta}} - \zeta^{\frac{2+\theta}{1+\theta}}}, \zeta_{кр} < \zeta \leq 1; \\ 0, \zeta > 1 \end{cases}$$

$$\frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \bar{p}_2 \frac{\eta_{20}}{\sqrt{\left(1 + \frac{\omega}{\omega_o}\right) \left(1 + \frac{f\omega}{f_o\omega_o}\right)}} = \eta_{200} \bar{p}_2.$$

В последнем случае, поскольку $\bar{p}_2 = d\bar{V}/d\bar{t}$, можно записать

$$\frac{d\eta_2}{d\bar{t}} = \eta_{200} \frac{d\bar{V}}{d\bar{t}},$$

т.е.

$$\eta_2 = \eta_2^{(o)} + \eta_{200} [\bar{V} - \bar{V}^{(o)}],$$

где $\eta_2^{(o)}$ и $\bar{V}^{(o)}$ соответствуют окончанию горения дополнительного заряда.

Перегрузка пропорциональна давлению в замкнутом пространстве канала ствола:

$$k(t) = \frac{1}{g} \frac{dV}{dt} = \frac{s_m}{qg} p(t).$$

3. Результаты вычислений и их сравнительная оценка

На рис. 1 приведены графики давления в замкнутом пространстве, построенные по традиционной методике [4, 5], относящиеся к стрельбе из 82-мм миномета на различных зарядах. Кривые имеют одинаковое начальное значение, равное «давлению форсирования» $p_0 = 6,0 \dots 7,5$ МПа. Доля этого значения относительно максимального уменьшается по мере увеличения номера заряда (вплоть до 6-го). Таким образом, при традиционном подходе к расчету давление (и перегрузка) мгновенно (скачкообразно) приобретает начальное значение, которое может быть соизмеримо с максимальным,

особенно при стрельбе на малых зарядах. Вполне очевидно, что в этом случае результаты исследования процесса взведения взрывателя будут ошибочными.

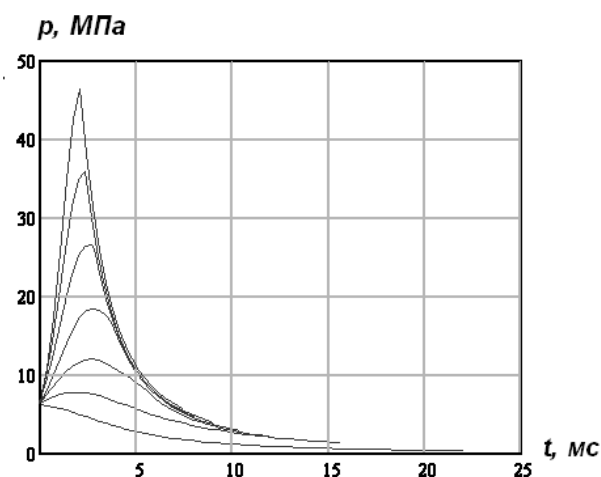


Рис. 1. Графики давления в заминном пространстве – расчет по традиционной методике [4, 5]

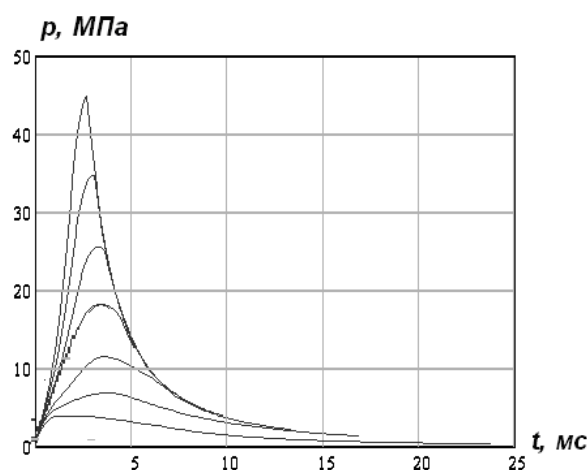


Рис. 2. Графики давления в заминном пространстве – расчет с учетом перетекания пороховых газов из трубки стабилизатора

Графики, представленные на рис. 2, иллюстрируют возможности предлагаемой методики, которая позволяет выявить важный для расчета процесса взведения взрывателя начальный участок кривой давления в заминном пространстве. Движение мины и прорыв пороховых газов через перфорационные отверстия в хвостовом патроне начинаются одновременно. При данном подходе в этот момент сохраняется пренебрежимо малая составляющая – давление воспламенителя. Во внутренней баллистике обычно считают, что это давление мгновенно достигает максимального значения. При более строгом расчете можно учесть и процесс нарастания этого давления, однако практической необходимости в этом нет. Результаты расчета процесса взведения при применении данной методики будут более адекватными. В частности, можно проверить выполнение важнейшего при проектировании взрывателей условия надежной взводимости инерционных механизмов – завершается ли процесс их взведения до достижения максимального значения перегрузки.

На рис. 3 сравниваются как наиболее наглядные графики давления в канале ствола миномета при стрельбе на основном заряде, построенные по традиционной и предлагаемой методикам. Видно, что и в этом случае удастся выявить участок возрастания давления, причем его максимальное значение примерно на 40% меньше «давления форсирования», при котором начнется движение мины, если не учитывать баллистику трубки стабилизатора.

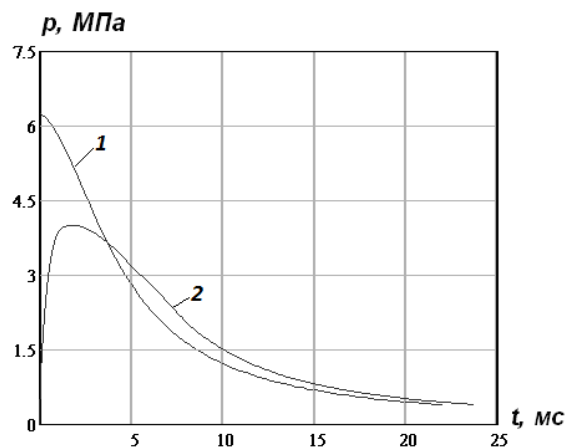


Рис. 3. Сравнение графиков давления в заминном пространстве при стрельбе на основном заряде:

1 – расчет по традиционной методике; 2 – расчет по предлагаемой методике

Следует отметить достаточно хорошее совпадение интегральных результатов расчета по обоим методикам с опытными данными; например, при стрельбе на полном заряде максимальное давление $p_m = 38 \dots 39$ МПа; дульная скорость $V_d = 202 \dots 205$ м/с [4].

Заключение

По результатам данной работы можно сделать следующие выводы.

- 1) Предложена методика исследования процесса выстрела из миномета, учитывающая баллистику трубки стабилизатора, которая позволяет выявить участок нарастания давления в заминном пространстве до максимального значения.
- 2) Полученная математическая модель выстрела позволяет более адекватно исследовать процесс взведения механизмов системы предохранения взрывателя при выстреле из миномета.
- 3) Проведено сравнение результатов расчета параметров выстрела из миномета по предлагаемой и традиционной методикам.

Список литературы

1. Ефремов А.К. Автономные информационные и управляющие системы. В 4 т. Т. 4 / Под ред. А.Б. Борзова. М.: ООО НИЦ «Инженер», ООО «Онико-М», 2011. 330 с.
2. Козлов А.Ю., Грабин В.В., Бурлов В.В. Баллистика ствольных систем / РАРАН; под ред. Л.Н. Лысенко и А.М. Липанова. М.: Машиностроение, 2006. 461 с.
3. Carlucci D.E., Jacobson S.S. Ballistics: Theory and Design of Guns and Ammunition. CRC Press, Taylor and Francis Group, 2008. 496 p.
4. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет: учебник для вузов. 3-е изд. М.: Оборонгиз, 1962. 703 с.
5. Оппоков Г.В. Баллистика гладкоствольных систем. М.: Артакадемия, 1943. 224 с.

6. Ефремов А.К., Попов В.А., Селезнев В.И., Симоненко Н.Н. Исследование взведения взрывателя при выстреле из миномета // Оборонная техника. 1996. № 3. С. 22-26.
7. Schmidt J.R., Nusca M.J., Horst A.W. Mortar interior ballistics: sensitivity studies using IBHVG2 [Interior ballistics of high velocity guns, v 2 = Внутренняя баллистика высокоскоростных орудий, версия 2] and progress toward a multidimensional representation. Final Report, ARL-TR-4838. Army Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, MD, USA, 2009. 38 p.
8. Ragini Acharya, Kenneth K. Kuo. Finite element simulation of interior ballistic processes in 120-mm mortar system // Proc. of the 23rd International Symposium on Ballistics (Tarragona, Spain, 16-20 April 2007). Available at:
http://www.mater.upm.es/isb2007/Proceedings/PDF/Volume_1/Vol.I%2840%29IB25.pdf ,
accessed 01.12.2014.

A Study of the Mortar Firing Process Taking into Account the Propellant Gases Flow from the Tail Tube into the Space Behind the Shell

A.K. Efremov^{1,*}

[*efrak@mail.ru](mailto:efrak@mail.ru)

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: mortar, periods of firing, tail tube ballistics, flow of propellant gases into the space behind mortar shell, the leading front of pressure (setback)

Characteristics of inertial forces driving the arming process of fuse safety system mechanisms are determined by the parameters of shell motion in the barrel. The motion of the elements of fuse mechanisms is studied in a non-inertial coordinate system. Reasonable consideration of the reliability of unlocking the safety stages during the shot is obviously possible only when there is an adequate description of the inertia forces. The arming of inertial type safety mechanism should be completed before the moment when the level of the axial inertia force reaches a certain value rated to the maximum level (determined by the arming safety factor). Classical methods of internal ballistics do not identify the parameters of the part of the setback which is important for fuse arming.

In the traditional method of calculating the process of mortar firing the pressure required to break the perforations in the tail stabilizer tube of the mortar shell performs the role of a "forcing pressure", and consequently the combustion of the main charge is supposed to begin instantaneously, i.e. it acts merely as an igniter for the additional charge. In reality (physically) there is some initial portion of the pressure rise and, correspondingly, the force of inertia (setback).

An approach is proposed to the study of a shot from a mortar based on consideration of the temporal process of the propellant gases flow after breaking the stabilizer tube perforations in the space behind the mortar shell. It is assumed that the ignition of the additional charge and the movement of shell begin simultaneously. This approach allows one to identify the leading portion of the setback curve, allowing a more adequate description of fuse mechanisms functioning during arming. The periods of shot are considered consecutively in cases of absence and availability of the additional charge. Differential equations are reduced to dimensionless form simplifying the procedure of computer aided solution.

A comparison of the calculation results for the 82-mm mortar shells on the basis of the proposed and conventional techniques is presented. It is shown that the integral parameters of the shot (the pressure on the muzzle and the initial velocity of the shell) are quite close to each other.

References

1. Efremov A.K. *Avtonomnye informatsionnye i upravlyayushchie sistemy. V 4 t. T. 4* [Autonomous information and control systems. In 4 vols. Vol. 4]. Moscow, SRC “Inzhener” Publ.; Oniko-M Publ., 2011. 330 p. (in Russian).
2. Lysenko L.N., Lipanov A.M., Kozlov A.Yu., Grabin V.V., Burlov V.V. *Ballistika stvol'nykh sistem* [Tubed systems ballistics]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 2006. 461 p. (in Russian).
3. Carlucci D.E., Jacobson S.S. *Ballistics: Theory and Design of Guns and Ammunition*. CRC Press, Taylor and Francis Group, 2008. 496 p.
4. Serebryakov M.E. *Vnutrennyaya ballistika stvol'nykh sistem i porokhovykh raket* [Internal ballistics of tubed systems and solid propellant rockets]. Moscow, Oborongiz Publ., 1962. 703 p. (in Russian).
5. Oppokov G.V. *Ballistika gladkostvol'nykh sistem* [Ballistics of smooth bored systems]. Moscow, Artakademiya Publ., 1943. 224 p. (in Russian).
6. Efremov A.K., Popov V.A., Seleznev V.I., Simonenko N.N. An investigation of fuze arming during the firing of mortar. *Oboronnaya tekhnika*, 1996, no. 3, pp. 22-26. (in Russian).
7. Schmidt J.R., Nusca M.J., Horst A.W. *Mortar interior ballistics: sensitivity studies using IBHVG2 and progress toward a multidimensional representation*. Final Report, ARL-TR-4838. Army Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, MD, USA, 2009. 38 p.
8. Ragini Acharya, Kenneth K. Kuo. Finite element simulation of interior ballistic processes in 120-mm mortar system. *Proc. of the 23rd International Symposium on Ballistics*, Tarragona, Spain, 16-20 April, 2007. Available at: http://www.mater.upm.es/isb2007/Proceedings/PDF/Volume_1/Vol.I%2840%29IB25.pdf , accessed 01.12.2014.