

3. Голубев С.В., Кононенко В.И., Лагош И.Н., Шевченко В.Г. // Поверхность и новые материалы / Под ред. В.А. Трапезникова. — Свердловск: УрО АН СССР, 1990. — С. 56—61.
4. Коверда В.П. Физикохимия ультрадисперсных систем // Тез. докл. 2-й Всесоюз. конф. — Рига. — 1988. — С. 106—107.
5. Боборыкин В.М., Гремячкин В.М., Истратов А.Г. и др. О влиянии азота на горение алюминия // ФГВ. — 1983. — № 3. — С. 22—30.
6. Naidich Ju.V., Zhyravl'ov V.S., Frumina N.J. // Journ. Nat. Sci. — 1990. — 25, N 4. — P. 1895—1901.

620219, г. Екатеринбург,
ИХТТ УрО РАН

Поступила в редакцию 1/XII 1993,
после доработки — 25/II 1994

УДК 536.46+531.57

С.В. Дудин, А.М. Жилиев

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ЛАГРАНЖА ДЛЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СИСТЕМ

Численно моделируется задача о метании поршня расширяющимися газами, выделяемыми при интенсивном выгорании заряда. Модель включает в себя законы сохранения динамики двухфазной среды, дополненные уравнением кинетики с линейной зависимостью скорости горения от давления. Результаты вычислений для трех типов баллистических систем показали хорошее совпадение с экспериментальными данными. Анализ проведенных расчетов указал на необходимость учета полной газодинамической картины при повышении скорости метания и неприменимость используемых ранее упрощенных моделей.

Основная цель настоящей работы — исследование особенностей газодинамических процессов в запоршневом пространстве и их влияние на баллистические характеристики для высокоскоростных систем. Качественная картина рассматриваемых процессов заключается в следующем. В камере баллистической установки в результате срабатывания воспламенительного устройства за малый промежуток времени воспламеняется поверхность пороха. Поскольку рассматриваются заряды с плотностью заряжения $\Delta = m_{к0}/V_k$ ниже плотности насыпного зернового пороха, воспламенение предполагается одновременным во всем объеме ($m_{к0}$ — масса пороха, V_k — объем камеры). При давлении, меньшем давления форсирования, необходимого для преодоления удерживающих сил, поршень покоится и порох горит в постоянном объеме камеры. В результате газоприхода с поверхности к-фазы давление превышает давление форсирования и поршень начинает двигаться по каналу ствола под действием расширяющегося газа, вовлекая в движение газопороховую смесь, находящуюся в запоршневом пространстве [1, 2].

До настоящего времени в практике экспериментальных работ на баллистических установках широко использовался термодинамический подход к решению основной задачи внутренней баллистики (ОЗВБ), в которой газодинамика усредняется в предположении $\rho_x = 0$ и $u_x = \text{const}$ (u, ρ — скорость и средняя плотность смеси, нижний индекс означает дифференцирование). Из этих предпосылок рассчитывается коэффициент фиктивности массы φ , при помощи которого оценивается связь между давлениями на дно поршня, дно камеры и среднебаллистическим. Весь расчет внутрибаллистического цикла ведется по среднебаллистическому давлению. Такой подход оправдывает себя при скоростях метания $u_p < 1000$ м/с и $m_{к0}/m_p < 1$ [3]; если $u_p > 1000$ м/с, $m_{к0}/m_p > 1$, термодинамическая модель требует увеличивать коэффициенты согласования, и при этом теряется физический смысл многих величин. Например, понятие среднебаллистического давления или коэффициента фиктивности массы поршня становятся весьма абстрактными, а оценка выстрела по максимальному давлению в одной точке очень неполной и не отражающей сути процесса.

В настоящей работе задача внутренней баллистики решается в полной газодинамической постановке. При записи исходных уравнений предполагается справедливым подход с использованием двух взаимопроникающих континуумов газовой и конденсированной фаз. Описание газификации поверхности пороховой частицы основано на модели горения Я.Б. Зельдовича. Частица горит параллельными слоями. Скорость распространения фронта горения по толщине горящего свода определяется законом $u_f = u_1 p^\nu$, где $\nu = 1$ (для артиллерийских систем), u_1 — единичная скорость горения (при $p = 1$ бар), p — давление. Дополнительно принята одномерная постановка задачи, несмотря на увеличение диаметра камеры по отношению к диаметру канала ствола. Фактически камера заменяется цилиндром того же объема и диаметром, равным диаметру ствола. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало, что эти допущения справедливы.

Математическая модель

Основные уравнения получены с использованием представления газовой и конденсированной фаз как двух взаимопроникающих континуумов. Введем среднюю плотность смеси:

$$\rho = \rho_k^0 \alpha + \rho_g^0 (1 - \alpha), \quad (1)$$

где ρ_k^0 — истинная плотность к-фазы, т.е. плотность чистого пороха; ρ_g^0 — истинная плотность газа; α — объемная доля к-фазы. В дальнейшем предполагаем, что к-фаза несжимаема, а смесь односкоростная и с одинаковым общим давлением. На основе предположения о совпадении пространственных и поверхностных средних величин [4] можно получить уравнения неразрывности и движения

$$\rho_t + (\rho u)_x = 0, \quad (2)$$

$$(\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x = 0, \quad (3)$$

где u и p — скорость и давление смеси соответственно. Аналогично записываются еще два закона сохранения: для энергии

$$\begin{aligned} & \left(\rho_g^0 (1 - \alpha) e_g^0 + \rho_k^0 \alpha e_k^0 + \frac{\rho u^2}{2} \right)_t + \\ & + \left(\rho_g^0 (1 - \alpha) e_g^0 + \rho_k^0 \alpha e_k^0 + \frac{\rho u^2}{2} + p \right)_x = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

(e_g^0 и e_k^0 — истинные удельные внутренние энергии газовой и конденсированной фаз) и для числа частиц в произвольном объеме, движущемся вместе со средой

$$n_t + (nu)_x = 0, \quad (5)$$

где n — число частиц к-фазы в единице объема, причем частица учитывается и в том случае, когда она полностью сгорела.

Для газовой фазы используется уравнение состояния реального газа

$$e_g^0 = \frac{F}{\gamma - 1} \left(\frac{1}{\rho_g^0} - b \right) \quad (6)$$

с постоянным коволюмом b . В реальной ситуации эта величина не постоянная, а зависит от состава продуктов горения пороха и давления, что возможно учесть при более детальном рассмотрении. В данном случае допущение $b = \text{const}$ сделано для упрощения модели. Используемые в расчетах значения коволюма взяты из работы [1], например для продуктов горения пироксилиновых порохов $b = 9,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{кг}$. Поскольку в течение времени горения (1—10 мс) прогрев частиц мал, затратами энергии на

нагрев к-фазы пренебрегаем и полагаем удельную внутреннюю энергию e_k^0 равной удельной теплоте сгорания пороха, или $e_k^0 = f/(\gamma - 1)$, где f — сила пороха.

Используемые на практике пороха могут иметь различную геометрию частиц: сферическую, плоскую, одно- и многоканальную и т.д. Поэтому вводятся безразмерные величины z и ψ — относительные толщина и объем сгоревшего слоя соответственно, для которых существует зависимость [1]

$$\psi = \kappa z(1 + \lambda z + \mu z^2), \quad (7)$$

где κ, λ, μ — коэффициенты формы, зависящие от геометрии порохового зерна. Если обозначить текущий объем частицы V_p , а начальный объем V_{p0} , легко получить выражение для объемной доли к-фазы

$$\alpha = nV_p = nV_{p0}(1 - \psi). \quad (8)$$

Для описания кинетики горения используется уравнение [1]

$$z_t + uz_x = \frac{p}{J} H(1 - z), \quad (9)$$

где $J = \text{const}$ — импульс конца горения пороха, а H — функция Хевисайда. Отсутствующее в постановке задачи условие зажигания поверхности пороховой частицы не является необходимым, поскольку с самого начала процесса форс-пламени от воспламенительного устройства имеет температуру заведомо более высокую, чем температура зажигания. Полагаем также, что вся поверхность порохозерен воспламеняется одновременно.

К полученной системе уравнений следует добавить граничные условия: на дне камеры $u = 0$; на дне поршня при давлении ниже давления форсирования $u = 0$; на дне поршня с момента начала движения $\frac{du_p}{dt} = \frac{Sp}{m_p}$, где m_p — масса поршня; S — площадь поперечного сечения канала.

Поскольку масса газопороховой смеси, расположенная между дном камеры и дном поршня, остается постоянной, оказывается удобным упростить систему уравнений и метод счета, переходя к массовым лагранжевым координатам $q = \int_0^x \rho ds$, $\tau = t$.

Обозначим v удельный объем смеси $v = 1/\rho$, u — энергию смеси в единице объема

$$E = v(\rho_g^0 e_g^0 (1 - \alpha) + \alpha \rho_k^0 e_k^0) + \frac{u^2}{2}.$$

Путем несложных преобразований система (1) — (9) сводится к квазилинейной гиперболической системе уравнений

$$\begin{aligned} v_t - u_q &= 0, \\ u_t + p_q &= 0, \\ E_t + (pu)_q &= 0, \\ z_t &= \frac{p}{J} H(1 - z) \equiv f_1, \\ x_t &= u, \end{aligned} \quad (10)$$

в которой известная функция $p = P(v, u, E, z)$ явно выражается из соотношений, приведенных выше. В дальнейшем будем иметь дело лишь с уравнениями (10), записанными в безразмерном виде и дополненными граничными условиями: на левой границе $u|_{q=0} = 0$; на подвижной правой границе $u_t = ap|_{q=1}$, $a = \text{const}$.

Метод численного счета

Запишем (10) в векторной форме

$$\mathbf{u}_i + \mathbf{f}(\mathbf{u})_x = \mathbf{g}(\mathbf{u}), \quad (11)$$

в которой $\mathbf{u} = (v, u, E, z, x)^T$, $\mathbf{f} = (-u, p, pu, 0, 0)^T$, $\mathbf{g} = (0, 0, 0, f_1, u)^T$. Для численного решения этой системы использовалась схема, являющаяся обобщением известной схемы Рихтмайера [5] на системе квазилинейных гиперболических законов сохранения с источником (11). Схема явная, консервативная и имеет второй порядок точности, а также устойчива при выполнении известного условия Куранта

$$\frac{\Delta \tau}{\Delta q} \leq \frac{C_{cfl}}{\max |\lambda_i(\mathbf{u})|},$$

где $\lambda_i(\mathbf{u})$ — собственные значения матрицы $\frac{d\mathbf{f}}{d\mathbf{u}}$, а $C_{cfl} \leq 1$ — число Куранта—Фридрихса—Леви.

На первом шаге вычисляется значение $\mathbf{u}_{j+1/2}^{n+1/2}$ на границе между ячейками и с шагом по времени, уменьшенным вдвое:

$$\mathbf{u}_{j+1/2}^{n+1/2} + (\mathbf{u}_j^n + \mathbf{u}_{j+1}^n)/2 - \frac{\Delta \tau}{2\Delta q}(\mathbf{f}_{j+1}^n - \mathbf{f}_j^n) + \frac{\Delta \tau}{2} \mathbf{g}_{j+1/2}^n,$$

где $\mathbf{g}_{j+1/2}^n = \mathbf{g}((\mathbf{u}_j^n + \mathbf{u}_{j+1}^n)/2)$.

На втором шаге по времени происходит пересчет решения в j -й ячейке на следующий $(n+1)$ -й слой по времени:

$$\mathbf{u}_j^{n+1} = \mathbf{u}_j^n - \frac{\Delta \tau}{\Delta q}(\mathbf{f}_{j+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{f}_{j-1/2}^{n+1/2}) + \Delta \tau \mathbf{g}_j^{n+1/2},$$

$$\mathbf{g}_j^{n+1/2} = \mathbf{g}((\mathbf{u}_{j-1/2}^{n+1/2} + \mathbf{u}_{j+1/2}^{n+1/2})/2).$$

Поскольку схема имеет трехточечный шаблон по пространственной переменной, необходимо позаботиться о вычислении решения в первой и последней ячейках. В случае ячеек, прилегающих к жестким стенкам, использовалось известное условие отражения, т.е. добавлялась дополнительная ячейка с теми же значениями v , E , z , что и в граничной, и скоростью u противоположного знака. Для вычисления на подвижной правой границе, прилегающей к поршню, требуется правильная запись определяющих уравнений.

Поскольку якобиан $\frac{d\mathbf{f}}{d\mathbf{u}}$ для системы (11) имеет три различных собственных значения $\lambda_1 < 0$, $\lambda_2 = 0$, $\lambda_3 = -\lambda_1 > 0$, при характеристической записи уравнений на правой границе следует исключить выражение с дифференцированиями вдоль характеристического направления λ_1 и заменить его граничным условием. В результате приходим к системе

$$\begin{aligned} p_\tau + \lambda_3 p_q + \lambda_3(u_\tau + \lambda_3 u_q) &= P_z f_1, \\ e_\tau + p V_q &= 0, \\ z_\tau &= f_1, \\ u_\tau &= ap, \\ x_\tau &= u, \end{aligned} \quad (12)$$

в которой $e \equiv e(v, p, z) = E - u^2/2$.

Для численного счета уравнений (12) используется двухшаговая схема второго порядка точности. Пусть крайняя правая ячейка имеет номер N , правая граница — $N + 1/2$ и значение \mathbf{u}_N^n относится к середине ячейки N . На первом шаге вычисляется $\mathbf{u}_{N+1/2}^{n+1/2}$ с первым порядком точности. Для

этого осуществляется линейная интерполяция решения на отрезке $[q_N, q_{N+1/2}]$, и проходящая в точку $(q_{N+1/2}, \tau^{n+1/2})$ характеристика $q_1(\tau)$, отвечающая характеристическому направлению λ_3 , аппроксимируется прямой. Затем к каждому уравнению из (12) применяется явная схема Эйлера с разностями вдоль соответствующих характеристик. Например, для первого из уравнений имеем

$$p_{N+1/2}^{n+1/2} = p \Big|_{q_1(\tau^n)} - \lambda_3 \Big|_{q_1(\tau^n)} \cdot (u_{N+1/2}^{n+1/2} - u \Big|_{q_1(\tau^n)}) + \frac{\Delta\tau}{2} P_z f_1 \Big|_{q_1(\tau^n)}.$$

Наконец, из полученной системы разностных уравнений и зависимости $e = e(v, p, z)$ явно выражается $u_{N+1/2}^{n+1/2}$, давая возможность вычислять решение u_N^{n+1} на верхнем слое по модифицированной схеме Рихтмайера для (10), как было описано выше. Однако для осуществления указанной процедуры необходимо знать значение $u_{N+1/2}^n$, и поэтому на втором шаге схемы вычисляется $u_{N+1/2}^{n+1}$ со вторым порядком точности. Для этого проводится квадратичная интерполяция решения по точкам (q_{N-1}, τ^n) , (q_N, τ^n) , $(q_{N+1/2}, \tau^n)$ и линейная интерполяция по вычисленным значениям в точках $(q_{N-1/2}, \tau^{n+1/2})$ и $(q_{N+1/2}, \tau^{n+1/2})$, что дает возможность аппроксимировать параболой характеристику $q_2(\tau)$, соответствующую характеристическому направлению λ_3 и проходящую в точку $(q_{N+1/2}, \tau^{n+1/2})$. Разностная схема с разностями вдоль характеристик пишется аналогично схеме Рунге—Кутты 2-го порядка и может трактоваться как использование центральных разностей по времени в точке $\tau^{n+1/2}$. Для первого из системы (12) получается разностное уравнение

$$p_{N+1/2}^{n+1} = p \Big|_{q_2(\tau^n)} - \lambda_3 \Big|_{q_2(\tau^{n+1/2})} \cdot (u_{N+1/2}^{n+1} - u \Big|_{q_2(\tau^n)}) + \frac{\Delta\tau}{2} P_z f_1 \Big|_{q_2(\tau^{n+1/2})},$$

для второго —

$$e_{N+1/2}^{n+1} - e_{N+1/2}^n + p_{N+1/2}^{n+1/2} (v_{N+1/2}^{n+1} - v_{N+1/2}^n) = 0$$

и т.д., а затем из разностных уравнений находится окончательное решение $u_{N+1/2}^{n+1}$ на верхнем слое.

Результаты расчетов

Для анализа предлагаемой расчетной модели выбраны артиллерийские системы: калибр 76,2 (система 1), 15 (система 2) и 5 мм (система 3). Система 1 — это противотанковая пушка ЗИС-3. Этот вариант выбран в качестве тестового, так как его расчет в термодинамической постановке и сравнение с экспериментальными данными приводится в [1—3]. Варианты 2, 3 — гипотетические.

Для описания метательного заряда использовались данные для различных порохов. В системе 1 применялся порох с почти постоянной поверхностью горения, форма которого описывается коэффициентами $\kappa = 1,06$, $\lambda = -0,566$, $\mu = 0$; в варианте 2 — одноканальный порох с высокой дегрессивностью газопритока $\kappa = 1,268$, $\lambda = -0,21$, $\mu = 0$; в системе калибром 5 мм — сферический, сугубо дегрессивный порох с $\kappa = 1,88$, $\lambda = -0,58$, $\mu = 0,105$.

Результаты расчетов давления на дно камеры $p_k(t)$ и на поршень $p_p(t)$ представлены на рис. 1, распределение давления p , плотности ρ , степени выгорания z и скорости u по длине x запоршневое пространство — соответственно на рис. 2—5 (на рисунках указаны номера систем). Результаты вычислений для тестового варианта 1 совпадают с приведенными в работе [3] с точностью $\sim 0,5\%$ по давлению и скорости. Анализируя данные рис. 2, а и 3, а, можно сказать, что по мере движения поршня по каналу ствола в системе 1 давление и плотность газопороховой смеси в запоршневом пространстве имеют незначительный перепад от дна поршня к дну камеры,

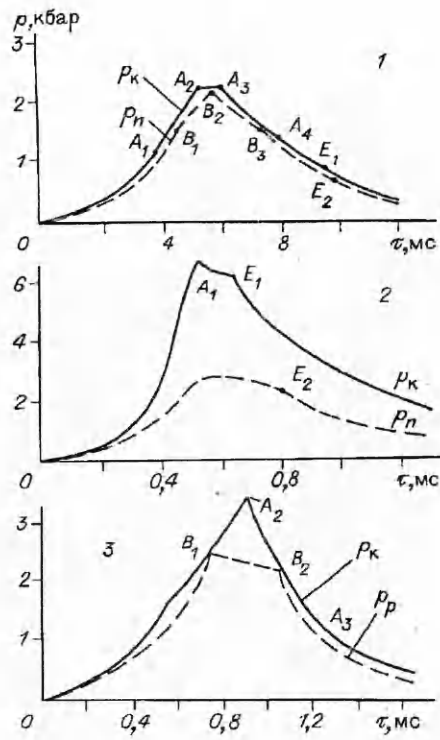


Рис. 1.

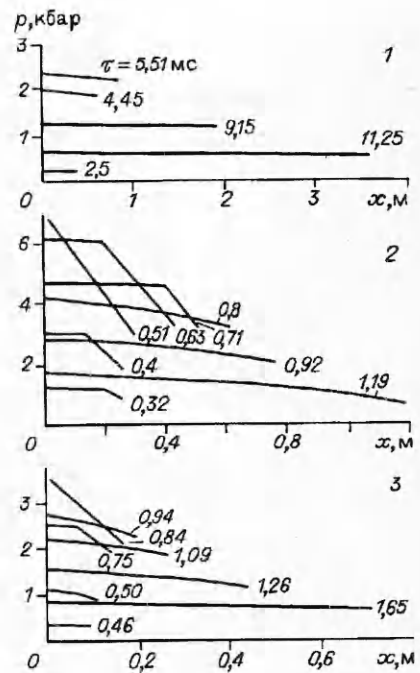


Рис. 2.

а скорость линейно зависит от координаты x (рис. 5, а). При этом выгорают пороховые частицы почти равномерно по всей длине канала (рис. 4, а). Все эти признаки подтверждают правомерность использования термодинамического подхода к решению основной задачи внутренней баллистики для бал-

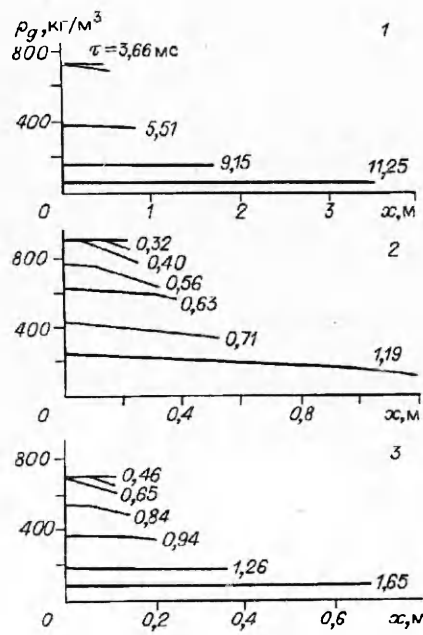


Рис. 3.

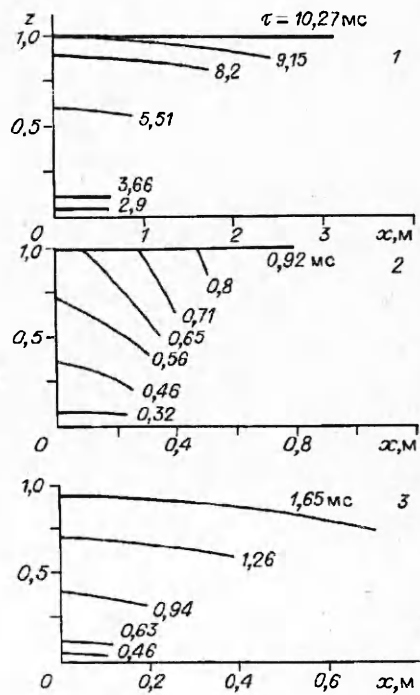


Рис. 4.

Рис. 5.

листически ненапряженных (низкоскоростных) систем (дульная скорость $u_p = 711$ м/с, максимальное давление на дно камеры 2360 бар).

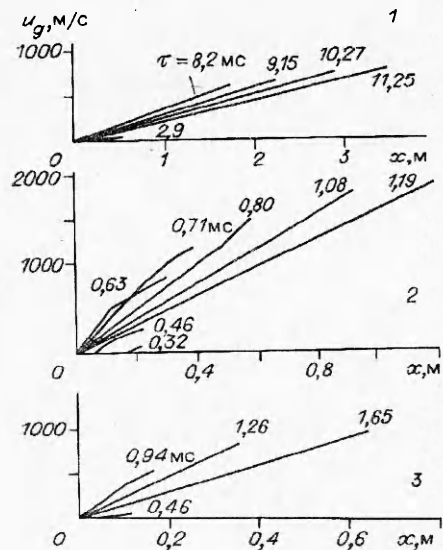
Негладкий характер зависимостей $p_p(t)$ и $p_k(t)$ объясняется движением волн разрежения, которые появляются при страгивании поршня и его перемещении по каналу ствола. Первая волна разрежения устремляется от дна поршня ко дну камеры, затем, отражаясь, движется в обратном направлении. Первый излом A_1 на зависимости $p_k(t)$ происходит, когда волна разрежения, или характеристика C_- , выходящая от дна поршня в момент начала движения, достигает дна камеры. Затем слабый разрыв отражается, движется по характеристике C_+ [6], догоняет поршень и приводит к излому B_1 на графике $p_p(t)$, отражается и т.д. В результате неоднократного отражения и взаимодействия прямой и отраженной волн в запоршневом пространстве низкоскоростной системы 1 устанавливается квазистационарный режим, который и описывается термодинамической моделью.

Для системы 2 при $p_k \approx 7000$ бар, $m_{x0}/m_p = 1,7$ получено $u_p \approx 2000$ м/с. По всем признакам вариант 2 относится к высокоскоростным системам с «жесткой» баллистикой. Наличие значительных градиентов плотности и давления (см. рис. 2 и 3) свидетельствует о большом влиянии газодинамических процессов для подобных систем. График скорости (см. рис. 5, 2), в отличие от системы 1, не линейный, особенно на начальном этапе движения. На зависимостях $p_k(t)$ и $p_p(t)$ (см. рис. 1, 2) наблюдаются изломы, свидетельствующие об отражении волн разрежения от дна камеры и дна поршня.

В отличие от варианта 1 в системе 2 количество отражений значительно меньше, т.е. характеристика C_+ (отраженная от дна камеры волна разрежения) уже не догоняет поршень. Что касается распределения толщины выгорания порохового зерна по длине запоршневого пространства (см. рис. 4, 2), то необходимо обратить внимание на градиент z_x . В то время как у дна камеры пороховое зерно полностью сгорело ($z = 1, \tau = 0,6$ мс), у дна поршня сгорело немного больше толщины свода ($z \approx 0,52$). На кривых $p_k(t)$ и $p_p(t)$ имеются изломы E_1 и E_2 , соответствующие моментам времени конца горения порохового зерна τ_1 и τ_2 (см. рис. 5, 2). За время $\Delta\tau_e = \tau_2 - \tau_1$ отметка окончания горения порохового зерна пройдет расстояние от дна камеры до дна поршня.

Впервые об этом явлении упомянуто в работе [3], как о фронте волны конца горения заряда, и использовалось это понятие для пояснения возможности аналитического решения газодинамической задачи. В данном случае следует обратить внимание на то, что после прохождения фронта резко падает давление. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе заряда и регулировании его распределения по запоршневому пространству с целью получения наибольших скоростей метания.

На рис. 1, 3 — 5, 3 представлены результаты расчета системы калибра 5 мм, промежуточной с точки зрения влияния газодинамики ($u_p \approx 1000$ м/с, $p_k = 3500$ бар). При увеличении u_p повышаются градиенты давления и плотности газопороховой смеси. Вариант 3 удобен для проведения внутриваллистических исследований.



Выводы

Представленная в данной работе физическая модель основной задачи внутренней баллистики указывает на значительное влияние газодинамики канала на внутриваллистические параметры в широком диапазоне скоростей метания. Оценки, связанные с работами по исследованию зарядов (повышение плотности заряжания, регулирование скорости горения, распределение газопрохода по длине запоршневое пространство и пр.), направленные на увеличение дульной скорости, будут неполными и односторонними без рассмотрения полной газодинамической картины внутриваллистического цикла. Хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом подтверждает адекватность принятой модели.

Разработан простой и надежный метод численного счета второго порядка точности, удобный в использовании при расчетах газодинамических течений без разрывов и с нежесткой кинетикой.

Предлагаемая модель является базовой для решения основной задачи внутренней баллистики и может уточняться как при более детальном описании физических процессов (учет теплоотдачи, сложная кинетика, уточненное уравнение состояния и т.д.), так и для других возможных вариантов ствольного метания (регулируемая скорость послонного горения пороха, использование присоединенного заряда, уплотненного заряда и т.д.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. — М.: Оборонгиз, 1949.
2. Проектирование ракетных и ствольных систем / Под ред. Б.В. Орлова. — М.: Машиностроение, 1974.
3. Бетехтин С.А., Виницкий А.М., Горохов Н.А. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики. — М.: Оборонгиз, 1957.
4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Т. 1, 2.
5. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. — М.: Мир, 1972.
6. Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н. Системы квазилинейных уравнений. — М.: Наука, 1978.

142432, п. Черноголовка, ИХФ РАН

Поступила в редакцию 5/IV 1991,
после доработки — 13/IV 1994

УДК 536.46 + 531.57

А.М. Жилев, С.В. Дудин

ВНУТРИВАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ЛАГРАНЖА ДЛЯ РЕГУЛИРУЕМОЙ СКОРОСТИ ПОСЛОЙНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА

Рассмотрено течение газопороховой смеси в процессе выстрела с использованием флегматизированного пороха с регулируемой скоростью горения. Показано появление новых газодинамических эффектов: образование волны выгорания флегматизированного слоя порохового зерна, возникновение отраженной волны уплотнения у дна поршня и т.д. Сопоставлены расчетные и экспериментальные данные для малокалиберной баллистической установки и отмечена необходимость учета теплоотдачи в стенки канала.

Данная работа непосредственно продолжает и обобщает работу [1]. Предложенная в [1] модель позволяет достаточно подробно описать ряд эффектов при течении газопороховой смеси в канале ствола, характерных для высокоскоростных систем и дает хорошее совпадение с экспериментальными данными, полученными для зарядов из насыпного «серого» пороха.

Однако при хорошем количественном совпадении результатов расчетов для калибра 76,2 мм (~ 1 % по давлению), для малокалиберной (5 мм) баллистической установки отмечалось завышение скорости и давления в

© А.М. Жилев, С.В. Дудин, 1994.