

УДК 532.546; 533.6.011

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛЕГКОГАЗОВОЙ ПУШКЕ

В. З. Касимов, О. В. Ушакова, Ю. П. Хоменко

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
при Томском государственном университете, 634050 Томск

Предложена усовершенствованная методика расчета выстрела из легкогазовой пушки. Движение рабочих тел как в пороховой ступени, так и в легкогазовой камере исследуется в рамках механики гетерогенных сред. В связанной постановке рассчитывается задача о прогреве материала ствола с учетом его плавления и уноса продуктов термической абляции во внутриканальную среду. Для расчета тепло- и массообмена и трения на поверхности канала ствола используются эмпирические зависимости. Деформируемый поршень предполагается сжимаемым и упруговязкопластическим. Учитываются наличие зазора между боковой поверхностью поршня и стенками канала ствола и возникающий вследствие этого переток газов между пороховой и легкогазовой камерами. Приведены результаты расчетов.

Ключевые слова: высокоскоростное метание, легкогазовая пушка, многоскоростная полидисперсная смесь, деформируемый поршень, абляция, эрозия.

В настоящее время легкогазовые пушки (ЛГП) применяются в исследованиях высокоскоростного удара, аэродинамических и аэрофизических явлений при высокоскоростном полете. Современные ЛГП состоят из пороховой камеры, поршневого и баллистического стволов, соединенных коническим переходником. Длина поршневого ствола составляет порядка 150 калибров, баллистического — до 300 калибров. Отношение диаметров поршневого и баллистического стволов находится в диапазоне $3 \div 6$, угол раствора конического переходника между ними составляет около 10° [1]. Численному моделированию выстрела из ЛГП посвящено достаточно много работ (см., например, [2–7]). В данной работе описывается усовершенствованная математическая модель внутриваллистических процессов, позволяющая учесть основные реальные процессы.

При моделировании работы первой ступени учитывается возможность использования многокомпонентного порохового заряда. Предполагается, что газопороховая смесь представляет собой многоскоростную полидисперсную смесь газа и частиц. Некоторые частицы могут гореть с образованием газовой фазы, а другие, например продукты абляции ствола, являются инертными. Смесь рабочий легкий газ — продукты абляции также является полидисперсной, поэтому расчет движения этих двух сред можно проводить в рамках одной модели. В одномерном приближении в рамках механики гетерогенных сред [8] движение среды по каналу ствола ЛГП описывается следующей системой дифференциальных уравнений [7]:

$$\frac{\partial(\rho_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_j u S)}{\partial x} = m_j S, \quad j = 0, \dots, J; \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u S)}{\partial x} = \sum_{j=1}^J m_j S; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\beta_j \delta_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_j \delta_j u_j S)}{\partial x} = (M_j - m_j) S, \quad j = 1, \dots, J; \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho u S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 S)}{\partial x} = -\alpha S \frac{\partial p}{\partial x} + \sum_{j=1}^J (m_j u_j - f_j) S + 2\pi R \sigma_w^{n\tau}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\beta_j \delta_j u_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_j \delta_j u_j^2 S)}{\partial x} = -\beta_j S \frac{\partial p}{\partial x} + (f_j - m_j u_j) S, \quad j = 1, \dots, J; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho e S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e u S)}{\partial x} = & -p \frac{\partial(\alpha u S)}{\partial x} - p \sum_{j=1}^J \frac{\partial(\beta_j u_j S)}{\partial x} + \\ & + S \left\{ \sum_{j=1}^J \left[m_j \left(Q_j + \frac{(u - u_j)^2}{2} \right) + f_j (u - u_j) \right] + Q_r - \sum_{j=1}^J q_j \right\}; \quad (6) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\beta_j \delta_j e_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_j \delta_j e_j u_j S)}{\partial x} = S \left[M_j \left(H_j + \frac{u_j^2}{2} \right) + q_j \right], \quad j = 1, \dots, J; \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\beta_j \delta_j \psi_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_j \delta_j \psi_j u_j S)}{\partial x} = m_j S (1 - 2\psi_j), \quad j = 1, \dots, J. \quad (8)$$

Здесь t — время; R — радиус канала ствола; x — пространственная координата; S — переменная площадь поперечного сечения канала ствола; J — количество твердых фракций; индекс j обозначает номер фракции, нижний индекс 0 соответствует исходному газу; ρ_j — средняя плотность j -го компонента газовой смеси, образующегося при горении j -й фракции частиц; ρ — средняя плотность газовой смеси; δ_j , u_j — истинная плотность и скорость j -й фракции; u — скорость газа; e_j , e — удельная внутренняя энергия j -й фракции и смеси газов соответственно; p — давление; β_j — объемная доля j -й фракции; α — объемная доля газа; ψ_j — степень превращения j -й фракции; m_j — скорость образования массы j -го газа вследствие горения j -го сорта частиц в единице объема смеси; M_j — скорость образования массы j -го сорта частиц, приходящаяся на единицу объема смеси вследствие абляции; f_j — сила сопротивления, возникающая из-за разности скоростей фаз; $\sigma_w^{n\tau}$ — касательное напряжение на стенке канала ствола; Q_j — поток тепла, выделяемого при горении j -го сорта частиц (калорийность); Q_r — тепловой поток вследствие теплообмена со стенками канала ствола, приходящийся на единицу объема; q_j — тепловой поток из газа в j -й сорт инертных частиц, приходящийся на единицу объема (для горящих пороховых частиц $q_j = 0$); H_j — удельная энтальпия j -й фракции (для абляционных частиц удельная энтальпия в момент плавления с учетом теплоты фазового перехода).

Газообразные продукты сгорания различных сортов частиц считаются не реагирующими между собой газами, подчиняющимися уравнениям состояния с коволюмом [2–6]. В этом случае смесь газов также описывается уравнением состояния с коволюмом, при этом эффективные коэффициенты калорического и термического уравнений состояния смеси определяются через эффективные коэффициенты для компонентов из условий равенства температур и давлений [7].

Для инертных частиц используется уравнение для внутренней энергии (7), для пороховых — уравнение для степени превращения (8). Все конденсированные компоненты считаются несжимаемыми. Из уравнений импульсов (4), (5) следует, что аблирующие

частицы вводятся в смесь с нулевой начальной скоростью и разгоняются в потоке газа. Отметим также, что в данной модели аблирующие частицы считаются сферическими, причем их диаметр одинаков для всех фракций, т. е. разные фракции аблирующих частиц различаются только скоростями. Внутренняя энергия инертных частиц предполагается известной функцией температуры, при этом учитывается теплота фазового перехода. До плавления используются известные зависимости для легированных сталей, после плавления удельная теплоемкость предполагается постоянной. Зависимость плотности частиц от температуры и фазового перехода не учитывается.

Для описания массового и силового взаимодействия фаз используются следующие соотношения:

$$m_j = \frac{\beta_j \delta_j}{1 - \psi_j} \frac{S_{0j}}{W_{0j}} \sigma_j(\psi_j) U_j(p),$$

$$f_j = \frac{3}{4} \frac{\beta_j}{d_e} C_{dj} \rho^0 |u - u_j| (u - u_j), \quad q_j = \beta_j s_j \frac{\lambda \text{Nu}_j}{d_e} (T_g - T_{wj}).$$

Здесь S_{0j} , W_{0j} — начальная площадь поверхности и объем пороховой частицы j -го сорта; σ_j , U_j — относительная площадь поверхности горения и линейная скорость горения j -го сорта частиц; ρ^0 — истинная плотность газа; d_e — эффективный диаметр частицы; C_{dj} — коэффициент сопротивления, зависящий от параметров уравнения состояния газа, числа Рейнольдса относительного движения газа, формы частицы и стесненности газового потока (объемной доли газа); T_{wj} — температура поверхности j -го сорта частиц; T_g — температура газа; s_j — площадь поверхности частиц j -го сорта, приходящаяся на единицу их объема (для сферических частиц $s_j = 6/d_e$); Nu_j — безразмерный коэффициент теплообмена газа с j -м сортом частиц, определяемый по формуле [8]

$$\text{Nu}_j = \begin{cases} 2 + 0,636\alpha \text{Re}_j \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_j \leq 33,3, \\ 2,274 + 1,993(\alpha \text{Re}_j)^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_j > 33,3; \end{cases}$$

$\text{Re}_j = \rho^0 |u - u_j| / (s_j \mu)$ — число Рейнольдса относительного движения газа; $\text{Pr} = c_p \mu / \lambda$ — число Прандтля; c_p , μ , λ — удельная теплоемкость, вязкость и теплопроводность газа соответственно.

Для определения взаимодействия полидисперсной среды со стенками канала ствола рассчитывается связанная задача о распределении температуры стенки при обдувании ее газовым потоком. Тепловой слой в стенке считается настолько тонким, что для его описания можно воспользоваться одномерным уравнением теплопроводности [9]

$$\delta_b c_{pb} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_b \frac{\partial T}{\partial y} \right),$$

где δ_b , c_{pb} , λ_b — плотность, удельная изобарная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала ствола соответственно; y — пространственная переменная, направленная по нормали к поверхности в ствол.

В начальный момент задается однородное начальное распределение температуры $T(x, y, t = 0) = T_0$. Считается, что внутриканальная полидисперсная среда взаимодействует со стенкой только посредством газа, т. е. возможное взаимодействие с поверхностью канала конденсированных частиц в данной модели не учитывается. Задача решается при граничных условиях

$$y = 0 : \quad -\lambda_b \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = q_w, \quad y \rightarrow \infty : \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_\infty = 0, \quad (9)$$

где индекс w соответствует поверхности канала ствола; q_w — тепловой поток из внутриканальной среды в ствол, который определяется по закону Ньютона [9]:

$$q_w = \text{Nu}\lambda(T_w - T_g)/D;$$

D — диаметр канала ствола; Nu — безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Нуссельта).

После начала плавления первое граничное условие (9) следует заменить на условие постоянства температуры поверхности и добавить уравнение перемещения границы плавления:

$$T_w = T_*, \quad y = \int_0^t u_w dt, \quad \delta_b u_w \chi = q_w + \lambda_b \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Здесь T_* — температура плавления; u_w — скорость перемещения границы плавления по нормали к поверхности; χ — скрытая теплота плавления.

Входящие в правые части уравнений (1)–(8) источниковые члены, отвечающие за взаимодействие со стенками канала ствола, определяются по формулам

$$\sigma_w^{n\tau} = -\zeta \rho^0 u |u|/8, \quad Q_r = -2q_w/R, \quad M_{ja} = 2\delta_b u_w/R, \quad M_j = 0 \quad (j \neq ja),$$

где ζ — коэффициент трения; индекс ja соответствует номеру фракции, которая считается аблирующей в данный момент.

Из формулы для M_{ja} следует, что весь расплавившийся материал ствола уносится обтекающим газом. Очевидно, что частицы, попадающие в поток позднее, имеют меньшую скорость, т. е. оказывают большее тормозящее воздействие на метающий газ. Непрерывное распределение частиц по скоростям заменяется ступенчатым с необходимой точностью, что достигается подбором количества фракций на основе предварительных расчетов для каждого конкретного случая.

Определение зависимостей трения и теплообмена рабочего газа со стволом от параметров внутриканальной среды при экстремальных условиях, имеющих место в ЛГП, является самостоятельной проблемой, решение которой не было целью данного исследования. Вместе с тем общепринятым является использование зависимостей, полученных для стационарных условий. Такой подход обосновывался в работе [10], в которой для моделирования течения в условиях задачи Лагранжа использовались уравнения Рейнольдса в приближении “узкого канала”. На основе сравнения результатов расчетов с эмпирическими зависимостями Гухмана — Илюхина, приведенными в [11], сделан вывод, что эти зависимости, существенным образом учитывающие влияние температурного фактора, пригодны для расчета напряжения трения и теплоотдачи на стенке. Однако эти выводы основаны на расчетах начальной стадии движения поршня, когда его скорость существенно меньше скорости звука в газе за ним. Оценки показывают, что для приведенных в [10] данных наибольшая скорость газа составляет примерно 700 м/с, что на порядок ниже, чем в ЛГП. Следует также учитывать, что условия задачи Лагранжа существенно отличаются от условий протекания процессов при работе ЛГП, когда газ в легкогазовой камере сильно разогревается проходящими ударными волнами. В данной работе для определения коэффициентов трения и теплообмена использовались соотношения из [12–15] с поправочными множителями, являющимися параметрами согласования:

$$\zeta = C_f(M, \eta)(0,0032 + 0,22 \text{Re}^{-0,237}),$$

$$\text{Nu} = 0,022 \text{Pr}^{0,43} \text{Re}^{0,8} (T_g/\Theta)^{0,42}, \quad \text{Re} = \rho^0 |u| D/\mu. \quad (10)$$

Здесь C_f — поправочный коэффициент на сжимаемость и температурную неравновесность среды; Re , M — числа Рейнольдса и Маха; $\eta = T_w/T_g$ — температурный фактор; Θ — температура торможения потока.

В литературе имеется ряд других соотношений, но расчеты показали, что использование формул (10) позволяет наиболее точно описать выстрел. При этом либо отсутствует необходимость введения поправочных коэффициентов, либо вводимые в ряде случаев множители значительно меньше отличаются от единицы, чем при использовании иных зависимостей.

Система (1)–(8) решается численно со следующими начальными условиями:

$$\begin{aligned} p(x, 0) &= p_0, & u(x, 0) &= 0, & T(x, 0) &= T_0, \\ \rho_j(x, 0) &= \rho_{j0}, & \beta_j(x, 0) &= \beta_{j0}(x), & u_j(x, 0) &= 0, & j &= 1, \dots, J, \end{aligned}$$

где ρ_{j0} , p_0 , T_0 — параметры, характеризующие начальное состояние газовой фазы; $\beta_{j0}(x)$ — начальное пространственное распределение j -й фракции.

При задании граничных условий дно пороховой камеры рассматривается как неподвижная непроницаемая граница, на которой ставятся условия непротекания. На границе с поршнем в качестве граничных условий используются условия непротекания, если влиянием зазора между боковой поверхностью поршня и стенками канала ствола пренебрегается, и условия непрерывности потоков массы, импульса и энергии при учете перетока газов через зазор. На снаряде также ставятся условия непротекания, при этом для определения скорости и положения снаряда интегрируется уравнение движения

$$m_{pr} \frac{d^2 x_{pr}}{dt^2} = S(p_l - p_r) - F_{fr},$$

где m_{pr} — масса снаряда; x_{pr} — координата снаряда; F_{fr} — сила трения; p_l , p_r — давления слева и справа от снаряда соответственно.

Деформируемый поршень рассматривается как отдельная расчетная область. Для описания его движения ограничимся случаем осесимметричного течения. Предположим, что первоначально плоские материальные сечения поршня остаются таковыми в течение всего времени движения, а радиальной компонентой скорости в уравнении энергии можно пренебречь. Тогда в одномерном приближении движение поршня описывается уравнениями [16]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_p F)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_p F)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_p u_p F)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_p^2 F)}{\partial x} &= \frac{\partial(\sigma_p^{xx} F)}{\partial x} - \sigma_{out}^{nn} \frac{\partial F}{\partial x} + 2\pi R_p \sigma_{out}^{n\tau}, \\ \frac{\partial(\rho_p e_p F)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_p e_p F)}{\partial x} &= \sigma_p^{xx} \frac{\partial(u_p F)}{\partial x} + \sigma_{out}^{nn} \left(\frac{\partial F}{\partial t} + u_p \frac{\partial F}{\partial x} \right) + 2\pi R_p q_{gp}, \end{aligned}$$

где индекс *out* соответствует значениям параметров на внешней поверхности поршня; R_p — радиус поршня; $F = \pi R_p^2$ — площадь поперечного сечения поршня; q_{gp} — тепловой поток на наружной поверхности поршня; остальные обозначения общепринятые.

Калорическое уравнение состояния материала поршня принималось в виде

$$e_p(p_p, \rho_p) = (p_p - c_0^2(\rho_p - \rho_{p0})) / ((k - 1)\rho_p).$$

Для полиэтилена высокого давления $\rho_{p0} = 0,91903$ г/см³, $c_0 = 2380$ м/с, $k = 1,63098$. Значения постоянных определены на основе экспериментальных данных [17].

Во время движения поршень подвергается значительным деформациям, выходящим за пределы упругости. Известно также, что полимерные материалы обладают вязкостью. Поэтому для описания реологического поведения материала поршня использовалась упруговязкопластическая модель.

Считается, что в начальный момент поршень покоится, и задаются плотность и распределение напряжений по длине поршня. На торцах поршня выполняются условия непрерывности вектора напряжений при переходе через контактные поверхности.

В [3, 7] отмечалось, что на части боковой поверхности поршня после выстрела отсутствуют следы контакта с поверхностью канала ствола. Одним из объяснений этого явления может служить наличие слоя газа между боковой поверхностью поршня и поверхностью канала. Поэтому моделирование движения поршня проводилось с учетом наличия зазора. Для определения величины зазора $\delta(x, t) = R - R_p$ используется условие непрерывности вектора напряжений на боковой поверхности поршня с газом в зазоре

$$\sigma_p^{rr} = -p_g$$

(p_g — давление газа в зазоре).

Движение газа в зазоре описывается уравнениями, полученными интегрированием по ширине зазора уравнений для плоских течений вязкого теплопроводного газа [14]. При этом предполагается, что поперечной составляющей скорости и поперечными градиентами плотностей и давления можно пренебречь, а профиль продольной скорости задан. Уравнения имеют вид [16]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{gj}\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_{gj}U\delta) &= 0, \quad j = 1, \dots, J, & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_gU\delta) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_gU\delta) + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_g\delta(a_1u_p^2 + a_2U^2 + a_3Uu_p)] &= -\delta \frac{\partial p_g}{\partial x} + 4 \frac{\mu_g}{\delta}(2k+1)\left(\frac{u_p}{2} - U\right), & (11) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g e_g \delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g e_g U \delta) &= -p_g \left(\frac{\partial}{\partial x}(U\delta) + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right) + \frac{2\mu_g}{\delta} \left[\frac{u_p^2}{4} + \frac{(2k+1)^2}{4k-1} \left(\frac{u_p}{2} - U \right)^2 \right] - q_{gb} - q_{gp}; \\ a_1 &= \frac{k+1}{3(4k+1)}, \quad a_2 = \frac{4k+2}{4k+1}, \quad a_3 = -\frac{1}{4k+1}. \end{aligned}$$

Здесь q_{gb} — тепловой поток на поверхности канала ствола (для его определения, так же как и для определения q_{gp} , использовались эмпирические зависимости [12, 13]); U — средняя по объемному расходу скорость; u_g — продольная скорость, распределение которой принимается в виде

$$u_g(x, y, t) = u_p \frac{y}{\delta} + \frac{2k+1}{2k} \left(\frac{u_p}{2} - U \right) \left[\left(\frac{2y}{\delta} - 1 \right)^{2k} - 1 \right]$$

(k — целое положительное число). При $k = 1$ данная функция совпадает с известными точными решениями уравнений вязкой несжимаемой жидкости типа Куэтта [14]. Считается, что для ламинарного режима течения $k = 1$, а при турбулентном течении k увеличивается с ростом числа Рейнольдса:

$$k = \begin{cases} 1, & \text{Re}_c < 2000, \\ E((3/128) \text{Re}_c \exp[-(2,809 + 7272 \text{Re}_c^{-1,23})] - 1/2), & \text{Re}_c > 2000. \end{cases}$$

Здесь $E(z)$ — целая часть от z (специальная функция); $\text{Re}_c = \rho_g U D_r / \mu_g$ — число Рейнольдса; D_r — гидравлический диаметр. Выписанные зависимости аппроксимируют эмпирические данные о гидравлическом сопротивлении потоку [18]. Уравнения (11) дополнены уравнениями состояния газа. Для выделения соответствующего решения системы ставятся естественные начальные и граничные условия.

Уравнения, описывающие течение газов по каналу ствола и в зазоре, рассчитывались с помощью усовершенствованного метода Годунова [3, 7], который имеет второй порядок аппроксимации по времени и третий по пространственной координате.

| Опыт | ω , г | m_p , г | m_{pr} , г | $p_0 \cdot 10^{-4}$, Па | Расчет | | Эксперимент | |
|-------|--------------|-----------|--------------|--------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| | | | | | u_p , м/с | u_d , м/с | u_p , м/с | u_d , м/с |
| 20/80 | 200 | 888 | 0,9407 | 6,90 | 848,8 | 9555 | 826,6 | 9418 |
| 21/81 | 225 | 888 | 0,9475 | 15,52 | 879,3 | 7480 | 872,0 | 7864 |

Для оценки влияния зазора рассчитан ряд вариантов движения деформируемого поршня в стволе ЛГП с начальными зазорами от 1 мкм (что соответствует шероховатости обработки поверхностей) до 0,2 мм. Результаты расчетов показали, что имеющиеся в начальный момент зазоры уменьшаются. Однако даже если зазор в расчете сохраняется принудительно, переток газов через него не оказывает существенного влияния на внутриваллистические параметры выстрела. В связи с этим в приведенных ниже расчетах наличие зазора не учитывалось.

Выполнены расчеты ряда опытов из полудюймовой ЛГП НАСА. Расчет проводился как с учетом тепловых потерь и абляции ствола, так и без учета. На рис. 1–3 представлены результаты расчетов двух опытов (выстрелы 20/80 и 21/81) [4], имеющих близкие параметры заряжания (см. таблицу), при этом экспериментально измеренные дульные скорости существенно различаются.

Расчеты проводились на подвижных сетках $\{10,10,20\}$, $\{10,10,50\}$, $\{20,20,50\}$, $\{20,20,100\}$, $\{20,20,200\}$ (первое число — количество расчетных ячеек в области газопороховой смеси, второе — в поршне, третье — в области смеси легкого газа с продуктами абляции ствола). При анализе результатов расчетов для исследуемой ЛГП установлено, что наиболее приемлемой является сетка $\{20,20,100\}$, поскольку различие дульных скоростей при расчете на этой сетке и более мелкой $\{20,20,200\}$ составило 0,3 %, а максимальное различие давлений — около 2 %. Поэтому ниже приведены результаты расчетов, полученные на указанной сетке.

Некоторые параметры заряжания, а также измеренные в экспериментах и рассчитанные скорости поршня u_p и дульные скорости метаемых тел u_d приведены в таблице. В обоих опытах использовались одинаковые диафрагмы, экспериментально установленное давление прорыва которых составило 138 МПа. Из таблицы следует, что незначительное увеличение массы порохового заряда ω и одновременное увеличение начального давления водорода p_0 в опыте 21/81 по сравнению с опытом 20/80 привело к резкому падению дульной скорости.

На рис. 1 приведены расчетные зависимости скорости снаряда u_d и давления на него p от времени, полученные без учета и с учетом тепло- и массообмена легкого и пороховых газов со стенками канала ствола. Видно, что движение легкого газа имеет существенно волновой характер; независимо от постановки задачи на метаемое тело в обоих опытах приходит по пять ударных волн, соответствующих всплескам на графиках зависимости давления от времени. Время отсчитывается с момента форсирования поршня. Следует отметить, что учет тепло- и массообмена легкого и пороховых газов со стенками канала ствола приводит к увеличению длительности выстрела примерно на 1,5 мс, что может использоваться при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных. Вместе с тем неучет тепло- и массообмена в расчете ведет к существенному завышению дульной скорости снаряда (примерно на 2 км/с). Расчетные скорости поршня и снаряда, полученные в полной постановке, согласуются с экспериментальными. Анализ расчетных данных показывает, что потери, связанные с теплоотдачей стенкам канала ствола, существенно меньше кинетической энергии расплавленного и унесенного потоком легкого газа материала ствола. Это объясняется тем, что общая масса расплава сравнима с массой снаряда,

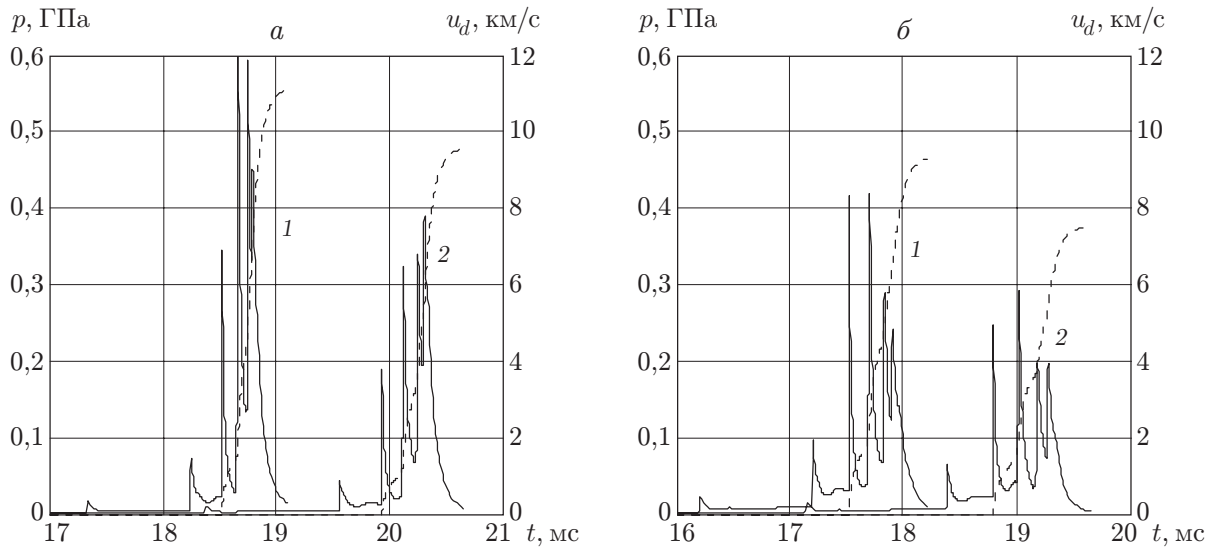


Рис. 1. Зависимости давления на снаряд (сплошные кривые) и скорости снаряда (штриховые) от времени:
a — выстрел 20/80, *б* — выстрел 21/81; 1 — расчет без теплоотдачи и абляции, 2 — расчет с учетом тепловых потерь

при этом скорость уносимых частиц находится в интервале $4 \div 6$ км/с, т. е. их удельная кинетическая энергия в несколько раз превышает calorийность известных взрывчатых веществ.

На рис. 2 приведены изолинии температуры поверхности в плоскости (x, t) , полученные расчетом в полной постановке. В рассмотренной постановке температура поверхности не может превышать температуру плавления оружейной стали, поэтому граница зоны абляции (заштрихована на рис. 2) практически совпадает с замкнутой изолинией $T = 1723$ К. Из приведенных результатов следует, что причиной снижения дульной скорости в опыте 21/81 является значительно более интенсивная абляция. О ее интенсивности можно судить по рис. 3, где приведены изолинии массовой доли легкого газа в плоскости (x, t) . В обоих опытах минимальное значение массовой концентрации находится на уровне 0,3, однако в опыте 21/81 область низких концентраций существенно шире, что объясняется большей длительностью и протяженностью процесса абляции. По конфигурации правой границы области, занятой смесью легкого газа и частиц расплава, можно определить среднюю скорость частиц конденсированной фазы, которая в обоих опытах составляет примерно 5 км/с.

Для оценки влияния зазора с учетом деформируемости поршня на работу ЛГП проводился расчет выстрела 20/80 с различными начальными зазорами между поверхностью поршня и каналом ствола. Анализ результатов расчетов показал, что наличие небольшого (0,1 мм) зазора не уменьшает дульную скорость, а наоборот, немного ее увеличивает, по-видимому, за счет уменьшения трения поршня. Однако выигрыш в дульной скорости очень мал (около 40 м/с) и уменьшается с увеличением зазора. В заключение отметим, что при получении приведенных результатов для согласования расчетных и экспериментальных данных коэффициенты трения и теплообмена, определяемые формулами (10), умножались на корректирующий множитель 0,5. Это свидетельствует о недостаточности имеющихся данных о трении и теплообмене в условиях, реализующихся в ЛГП.

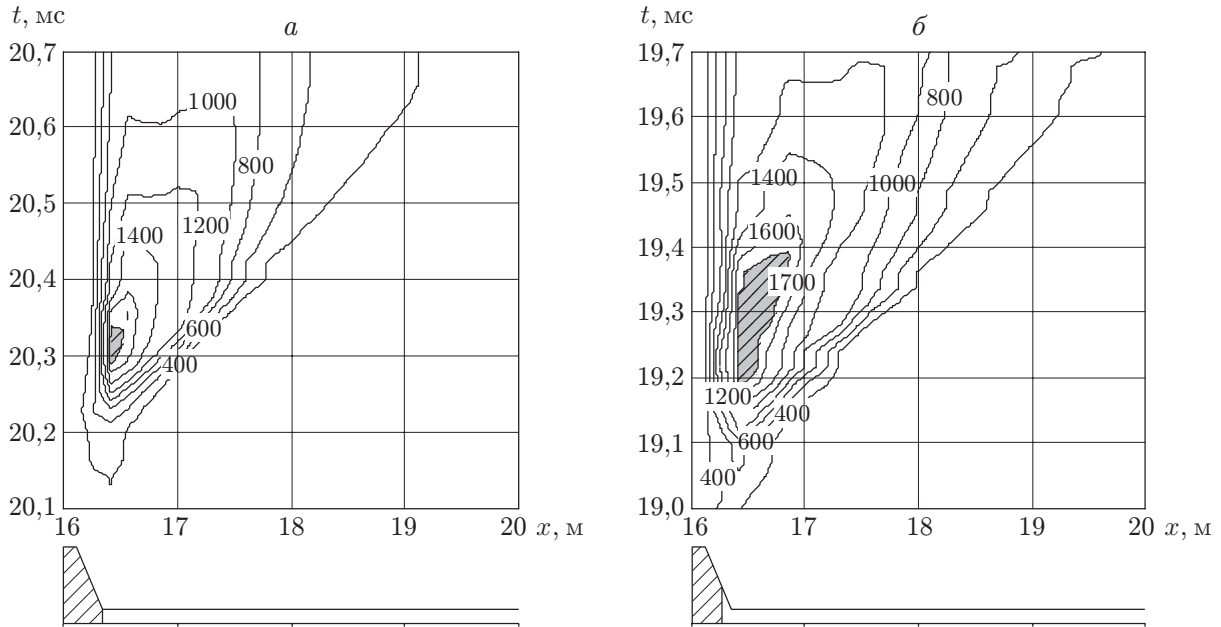


Рис. 2. Изолинии температуры стенки канала ствола, измеряемой в кельвинах, в области легкого газа (*вверху*) и профиль канала ствола с крайним положением поршня (*внизу*):
 а — выстрел 20/80; б — выстрел 21/81

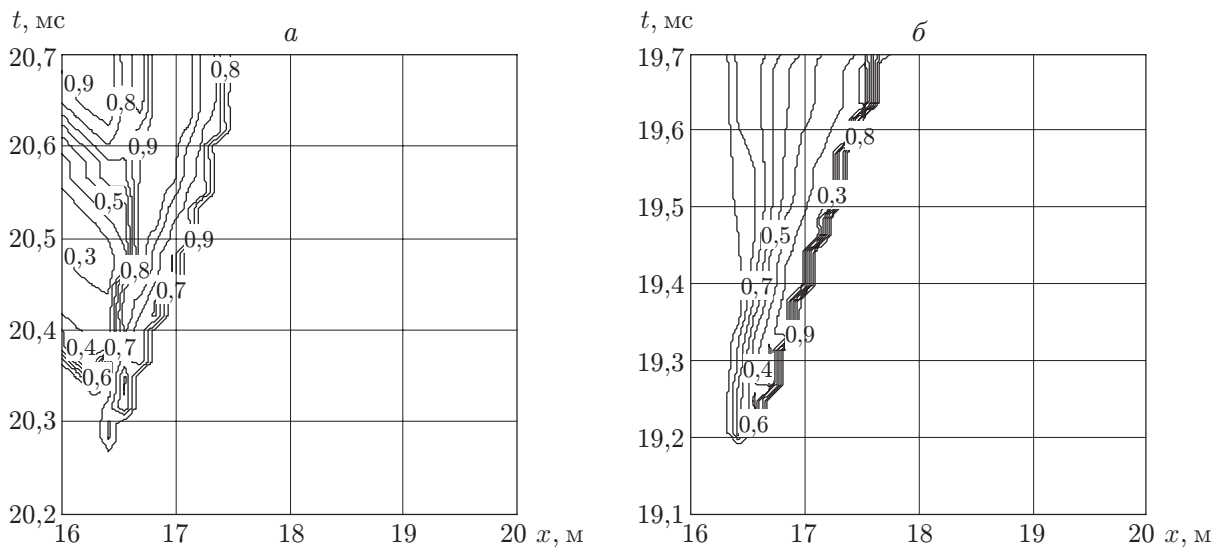


Рис. 3. Изолинии массовой доли легкого газа:
 а — выстрел 20/80; б — выстрел 21/81

Таким образом, в данной работе представлена усовершенствованная математическая модель для описания выстрела из ЛГП. Приведены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных для ряда выстрелов, анализ которых способствует более глубокому пониманию происходящих при выстреле процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Златин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Попов Н. Н.** Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
2. **Жаровцев В. В., Комаровский Л. В., Погорелов Е. И.** Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989.
3. **Bogdanoff D. W., Miller R. J.** New higher-order Godunov code for modelling performance of two-stage light gas guns. S. l., 1995. (Rep. / NASA; N TM-110363).
4. **Bogdanoff D. W.** CFD modelling of bore erosion in two-stage light gas guns. S. l., 1998. (Rep. / NASA; N TM-112236).
5. **Баулин Н. Н., Пилюгин Н. Н., Чернявский С. Ю.** Внутренняя баллистика двухступенчатой установки с учетом трения поршня // Аэрогазодинамика быстропротекающих процессов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1982. С. 3–9.
6. **Пилюгин Н. Н., Чернявский С. Ю.** Расчет газодинамических параметров двухступенчатой легкогазовой баллистической установки с деформируемым поршнем // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1976. № 1. С. 65–73.
7. **Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З.** Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
8. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
9. **Лыков А. В.** Тепломассообмен. М.: Энергия, 1978.
10. **Бубенчиков А. М.** Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1993.
11. **Гинзбург И. П.** Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1958.
12. **Кутателадзе С. С.** Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справ. пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990.
13. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
14. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
15. **Мухин В. А., Сукомел А. С., Величко В. И.** Экспериментальное исследование теплообмена при течении газа в круглой трубе со сверхзвуковой скоростью при больших температурных напорах // Инж.-физ. журн. 1962. Т. 5, № 11. С. 3–7.
16. **Ушакова О. В., Хоменко Ю. П.** К расчету движения деформируемого поршня в легкогазовых установках // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Тез. докл. II Всерос. науч. конф., Томск, 6–8 июня 2000 г. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 169, 170.
17. **Weir C. E.** Temperature dependence of compression of linear high polymers of high pressures // J. Res. Nat. Bur. Stand. 1954. V. 53, N 4. P. 245–252.
18. **Идельчик И. Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

*Поступила в редакцию 17/VII 2002 г.,
в окончательном варианте — 30/I 2003 г.*