

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ ПЛАСТИНЫ УНИТАРНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА СТРУЕЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

А. Д. Рычков

Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск, rych@ict.nsc.ru

Рассматривается задача о зажигании полубесконечной пластины унитарного твердого топлива струей низкотемпературной плазмы, образующейся в воспламенительном устройстве под воздействием электрического разряда большой мощности. Особое внимание уделяется процессу образования и эволюции зон вынужденной газификации топлива под воздействием теплового потока, поступающего из плазмы в топливо. Их положение определялось выполнением двух условий — достижением поверхностью топлива температуры газификации и превышением теплового потока определенной «пороговой» величины.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, горение твердого топлива, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Применение низкотемпературной плазмы для зажигания унитарного твердого топлива (порохов) в артиллерийских системах больших калибров представляет значительный практический интерес, поскольку позволяет повысить надежность воспламенения при сокращении общего времени воспламенения пороховых зарядов [1]. Это связано с таким основным преимуществом плазмы, как возможность достижения в ней высоких температур, которые не удается получить с помощью традиционных воспламенителей, а также с высоким уровнем радиационного потока тепла от струи плазмы [2]. Кроме того, применение в качестве плазмообразующей среды химически активных веществ позволяет дополнительно управлять режимом тепловыделения в поджигающей среде.

Воспламенительное устройство представляет собой полузамкнутый объем, в котором находится плазмообразующая жидкость (рис. 1). Образование низкотемпературной плазмы происходит при испарении этой жидкости под воздействием импульсного электрического разряда большой мощности [3]. Образовавшаяся плазма истекает в окружающую сре-

ду, формируя струю, натекающую на пластину твердого топлива и поджигающую его. При этом разность давления в камере и окружающей среде может достигать десятков атмосфер и истечение струи происходит в сверхзвуковом режиме.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Поскольку истечение высокотемпературной газовой среды в окружающее затопленное пространство происходит в сверхзвуковом режиме, при описании ее движения необходимо учитывать турбулентный характер течения. Поэтому в данной работе использовалась осредненная по Фавру система уравнений Навье — Стокса совместно с уравнениями химической кинетики, замыкаемая $q-\omega$ -моделью турбулентности [4]. При этом приняты следующие допущения:

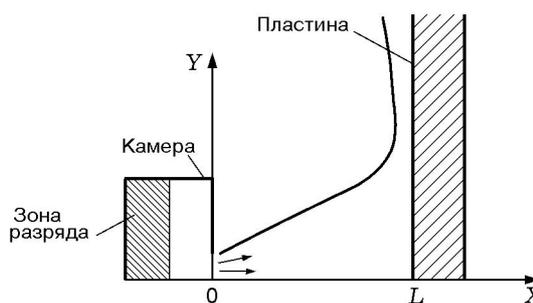


Рис. 1. Схема воспламенения

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-08-01202а), программы фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН (проект 3.1) и Фонда поддержки ведущих научных школ (НШ-9886.2006.9).

- течение является турбулентным, осесимметричным и нестационарным;
- выделение джоулева тепла при электрическом разряде в камере моделируется источником членом в уравнении сохранения энергии;
- плазмообразующее вещество (жидкость) занимает часть разрядной камеры, располагается возле ее левой непроницаемой стенки и испаряется за счет теплопередачи от нагретого газа. В начальный момент времени свободное пространство камеры заполнено воздухом;
- теплопередача в стенку камеры ввиду кратковременности процесса не учитывается, так же как и тепловое излучение струи плазмы;
- химические реакции в твердой фазе не рассматриваются, поскольку основное внимание уделяется образованию и динамике движения зон вынужденной газификации топлива, затрудняющих его зажигание; по этой же причине потоком газобразных продуктов газификации с поверхности твердого топлива пренебрегалось.

Система уравнений, описывающая движение низкотемпературной плазмы, записывалась в виде законов сохранения [3]:

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\vec{G})}{\partial r} = \vec{R} + \vec{S}, \quad (1)$$

$$p = \rho T R_0 \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{M_i}, \quad (2)$$

где $\vec{Q} = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho E, \rho Y_1, \dots, \rho Y_N, \rho q, \rho \omega\}^T$ — вектор консервативных переменных с конвективными и диффузионными потоками $\vec{F} = \vec{F}_c - \vec{F}_v$, $\vec{G} = \vec{G}_c - \vec{G}_v$ по направлениям осей координат, ρ — плотность, u, v — проекции вектора скорости на оси координат, p — давление, Y_i — массовые концентрации компонентов смеси, M_i — их молекулярные массы, R_0 — газовая постоянная. Так, вдоль оси OX конвективные и диффузионные потоки записывались в виде

$$\vec{F}_c = \{\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho H, \rho u Y_1, \dots, \rho u Y_N, \rho u q, \rho u \omega\}^T,$$

$$\vec{F}_v = \left\{ 0, \tau_{xx}, \tau_{xr}, u\tau_{xx} + v\tau_{xr} - \varphi_x, q_{x1}, \dots, q_{xN}, \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_q} \right) \frac{\partial q}{\partial x}, \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right\}^T$$

соответственно. В направлении оси OY потоки выражались аналогичным образом. Источниковые члены имели следующий вид:

$$\vec{R} = \{J_g, uJ_g, vJ_g, Q_g + J_g E, 0, \dots, 0\}^T,$$

$$\vec{S} = \{0, 0, 0, 0, S_1, \dots, S_N, S_q, S_\omega\}^T.$$

Здесь $q = \sqrt{k}$, $\omega = \varepsilon/k$ — «турбулентные» переменные, связанные с кинетической энергией турбулентности k и скоростью ее диссипации ε ; τ — тензор деформации; φ_x — вектор теплового потока; $E = c_v T + (u^2 + v^2)/2$ — удельная полная энергия; c_v — удельная теплопроводность при постоянном объеме; $H = E + p/\rho$ — удельная энтальпия; μ, μ_t — молекулярная и турбулентная вязкости соответственно; T — температура; $J_g = Q_g/L$ и $Q_g = W/V_0$ — источники массы и энергии, моделирующие испарение плазмообразующей жидкости и энергоподвод к смеси из зоны электрического разряда; L — теплота парообразования жидкости; W — мощность электрического разряда; V_0 — объем, занимаемый жидкостью;

$$S_q = C_{q1} \left(\frac{C_\mu D_q S}{\omega^2} - \frac{2D}{3\omega} - 1 \right) \rho \omega q,$$

$$S_\omega = \left[C_{\omega 1} \left(\frac{C_\mu S}{\omega^2} - \frac{C_{\omega 3} D}{\omega} \right) - C_{\omega 2} \right] \rho \omega^2,$$

где $D = \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$, $S = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2$ (по повторяющимся индексам проводится суммирование); $D_q = 1 - \exp(-\alpha_\omega \text{Re}_t)$, $\text{Re}_t = \rho |\vec{u}| y_w / \mu$, y_w — расстояние до стенки. Значения констант:

$$C_{\omega 1} = 0.5 D_q + 0.55, \quad \alpha_\omega = 0.022,$$

$$C_{\omega 2} = 0.833, \quad C_{\omega 3} = 0.666,$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{q1} = 0.5, \quad \mu_t = C_\mu \rho q^2 / \omega,$$

$$\sigma_q = 0.8, \quad \sigma_\omega = 2.0.$$

Источниковые члены в уравнениях сохранения компонентов смеси имеют вид

$$S_i = M_i \sum_{j=1}^{N_r} (\nu_{ji}^+ - \nu_{ji}^-) K_j \times \\ \times \left[\prod_{k=1}^N \left(\frac{\rho Y_k}{M_k} \right)^{\nu_{jk}^-} - K_{cj} \prod_{k=1}^N \left(\frac{\rho Y_k}{M_k} \right)^{\nu_{jk}^+} \right],$$

где ν_{jk}^- , ν_{jk}^+ — стехиометрические коэффициенты в N_r обратимых химических реакциях,

$$\sum_{k=1}^N \nu_{jk}^- \frac{\rho Y_k}{M_k} = \sum_{k=1}^N \nu_{jk}^+ \frac{\rho Y_k}{M_k}, \quad j = 1, \dots, N_r,$$

$$K_j = A_j T^{m_j} \exp \left(- \frac{E_j}{R_0 T} \right);$$

K_{cj} — константы равновесия; A_j , m_j , E_j — постоянные в законе Аррениуса и энергия активации; D_i — коэффициенты диффузии. Для решения системы уравнений (1) применялась разностная схема с расщеплением по физическим процессам, подробное описание которой приведено в [3].

Пластина твердого топлива имела толщину δ и в ней учитывалось только изменение температуры $T_c(t, x, r)$, которое описывалось нестационарным двумерным уравнением теплопроводности с постоянными теплофизическими характеристиками:

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\lambda_c}{\rho_c C_c} \left[\frac{\partial^2 T_c}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_c}{\partial r} \right) \right], \quad (3)$$

$$L \leq x \leq L + \delta, \quad 0 \leq r \leq R.$$

В качестве граничных условий для решения системы (1) задавались условия прилипания и отсутствия потока тепла на стенках камеры, условия симметрии на продольной оси координат и неотражающие граничные условия на открытых границах области. Расчет параметров течения на ней проводился по методике, близкой к изложенной в работе [5]. Хорошо известно, что при достаточно больших значениях тепловых потоков внутрь твердого топлива имеет место режим вынужденной газификации («ожог») с высокой скоростью оттока с поверхности продуктов деструкции топлива, что затрудняет его зажигание. Детальное

описание механизма «ожога» не представляется возможным ввиду слабой его изученности, однако можно оценить два основных параметра, определяющих протекание процесса: температуру деструкции пороха T_s и «пороговую» величину теплового потока Q_s^* , при достижении которой начинается вынужденная газификация топлива. Этого достаточно для приближенной оценки положения зон «ожога» при взаимодействии струи низкотемпературной плазмы с пластиной твердого топлива. Для определения указанных выше параметров использовалась программа СТЕМ [6], позволяющая моделировать процесс зажигания и горения энергетических материалов с учетом формальной химической кинетики реакций, протекающих как в твердой, так и в газовой фазах. Тогда режим ожога топлива начинается при выполнении одновременно двух условий:

- температура поверхности топлива должна быть равна заданной температуре вынужденной газификации T_s ;
- тепловой поток в твердую фазу из газовой должен превышать «пороговую» величину Q_s^* :

$$\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} \Big|_{x=L+} \geq Q_s^*.$$

На пластине топлива ($x = L$) для газовой фазы задавались условия прилипания, а также либо условие сопряженного теплообмена (непрерывность теплового потока из газа в пластину), когда температура пластины меньше температуры газификации T_s , либо значение температуры $T = T_s$ после начала этого процесса. В последнем случае уравнение теплового баланса на пластине записывалось в виде

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-L} = \lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} \Big|_{x=L} - \rho_c u_s L_c,$$

где L_c — удельная теплота газификации топлива, из которого определяется скорость газификации u_s .

Для уравнения (3) на поверхности пластины при $x = L$ задавались аналогичные условия: при $r = 0$ — условия симметрии, при $x = L + \delta$ — условия постоянства температуры $T_c = T_0$. Начальные условия соответствовали условиям в затопленном пространстве при атмосферном давлении и температуре окружающей среды, которая полагалась равной $T_0 = 300$ К.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве твердого топлива был выбран порох Н, основные характеристики воспламенения и горения которого достаточно хорошо изучены [7]. Расчеты проводились при следующих исходных условиях: масса плазмообразующего вещества (вода, метан) 50 мг, диаметр разрядной камеры 25 мм, ее высота 10 мм, диаметр выходного отверстия 6 мм. Расстояние от воспламенительной камеры до пластины $L = 15$ мм, от оси симметрии до верхней границы области $R = 40$ мм. Мощность электрического разряда составляла 60 кВт, его длительность 4.5 мс. Значения параметров пороха Н взяты из [7]. Количество химических компонентов смеси паров воды и воздуха — 11 (О, Н, N, Q_2 , H_2 , N_2 , OH, HO_2 , H_2O_2 , NO, H_2O), общее число протекающих в ней химических реакций — 23. Для метана число компонентов составляло 15 (CH_4 , O_2 , N_2 , CO, H_2 , CO_2 , H_2O , OH, O, CH_3 , CH_2O , CHO, H, N, NO), число химических реакций — 14. Вся необходимая информация по свойствам компонентов взята из пакета программ CHEMKIN [8]. База данных этого пакета использовалась также для вычисления всех необходимых термодинамических характеристик смесей. Для оценки влияния химических реакций на процесс воспламенения топлива были выполнены расчеты, в которых в качестве гипотетического плазмообразующего вещества использовался азот, взятый в том же количестве и при той же мощности и длительности разряда, при этом считалось, что в азоте протекают только реакции диссоциации. Анализ процесса истечения струи низкотемпературной плазмы показал, что на самом начальном этапе наблюдается классическое взаимодействие сверхзвуковой струи с плоской пластиной с образованием прямого скачка уплотнения, который после его образования начинает двигаться против потока. Этот скачок оказывает определенное экраннующее влияние на теплообмен с пластиной, в результате чего воспламенение пластины начинается на расстоянии, несколько превышающем первоначальный радиус струи.

На рис. 2 приведены распределения температуры T_s и тепловых потоков Q_s в твердую фазу на поверхности пластины пороха для метана, паров воды и азота в разные моменты времени. Величина «порогового» теплового потока для условий расчета составляла $Q_s^* = 2.6 \cdot 10^6$ Дж/($m^2 \cdot c$). Видно, что область, где

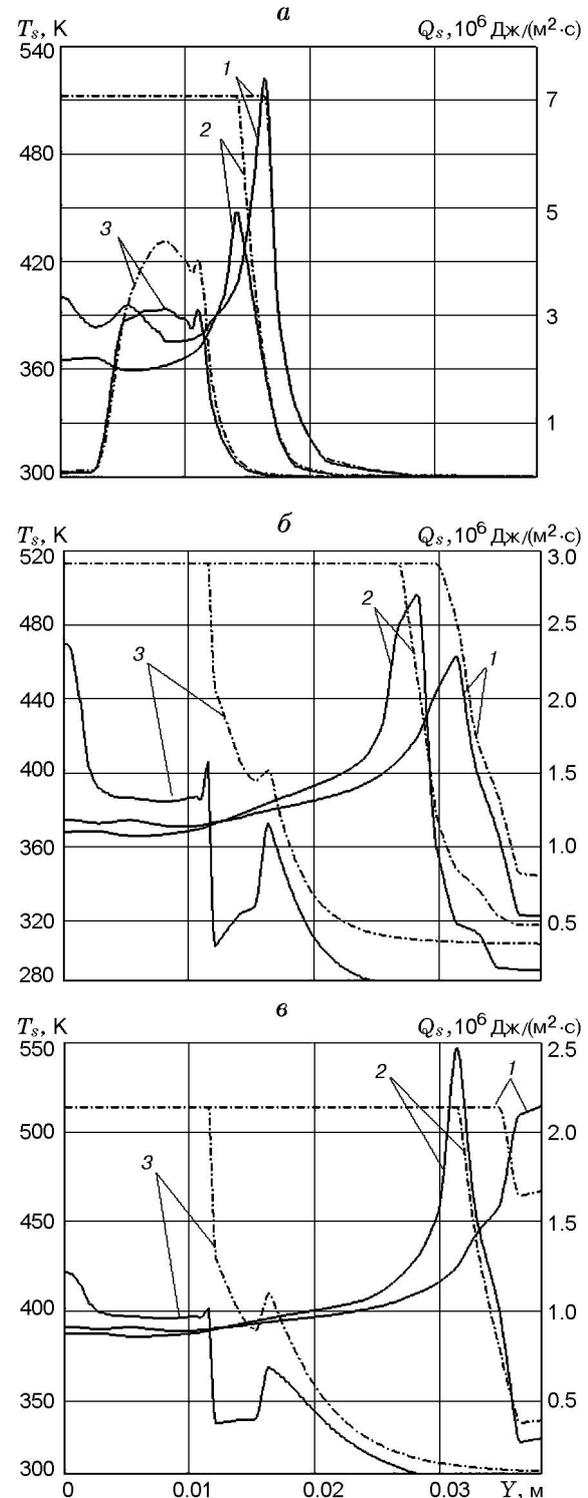


Рис. 2. Распределения тепловых потоков (сплошные линии) и температур (штрихпунктирные) на пластине при $t = 5$ мс (а), 10 мс (б), 15 мс (в): 1 — метан, 2 — пары воды, 3 — азот

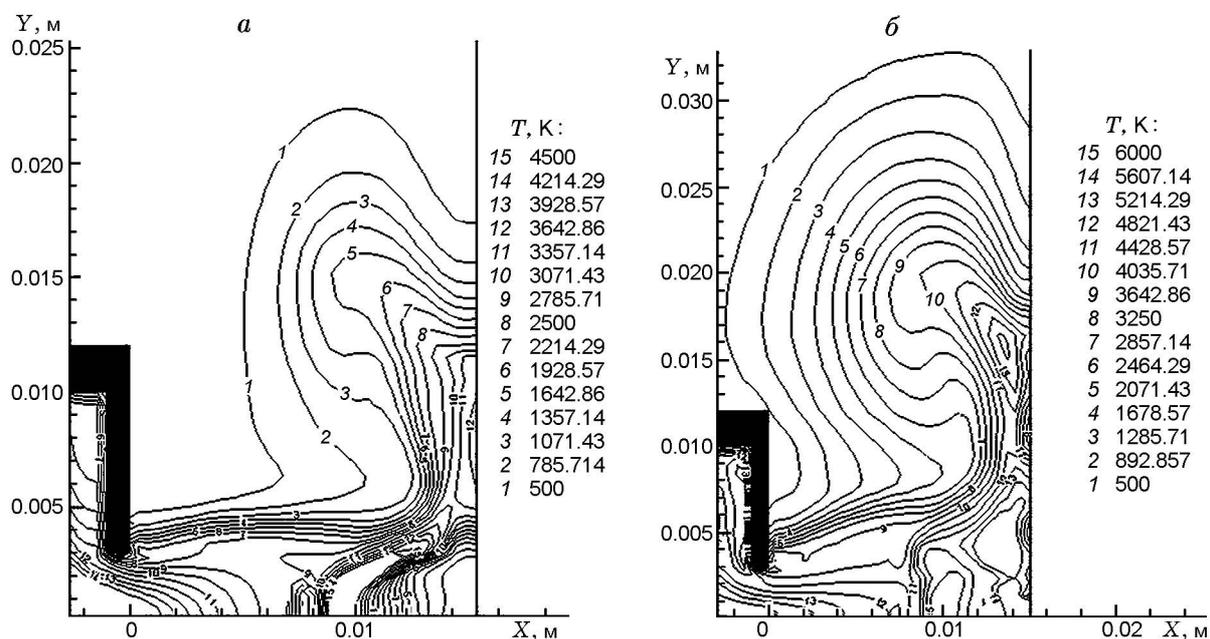


Рис. 3. Изотермы в парах воды (а) и метане (б) при $t = 5$ мс

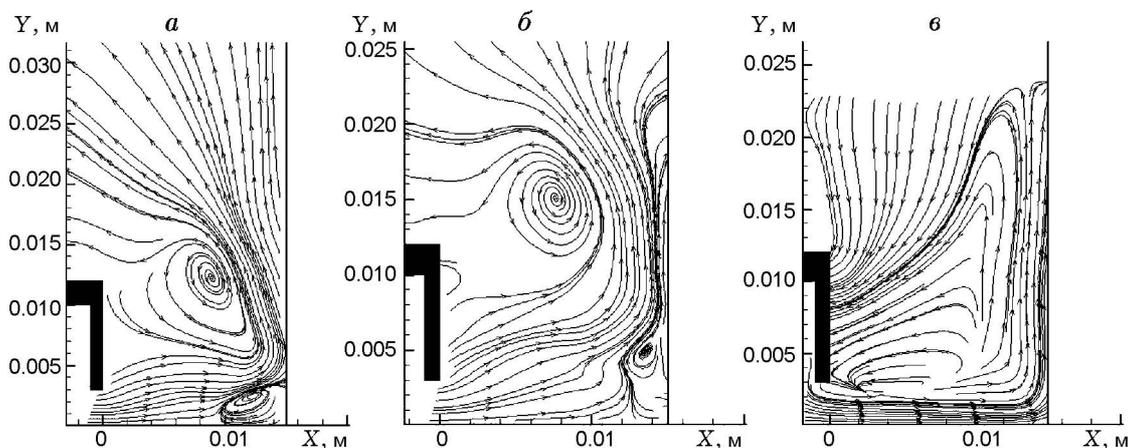


Рис. 4. Структура течения в парах воды при $t = 5$ мс (а), а также в метане при $t = 5$ мс (б) и 10 мс (в):

приведена часть области течения, темная заливка — стенки камеры

$Q_s \geq Q_s^*$, т. е. область вынужденной газификации, обычно имеет вид кольца. Внутри нее тепловые потоки существенно меньше, и здесь возможен режим зажигания топлива. Более быстрое развитие изучаемого процесса в случае, когда плазмообразующим веществом является метан, связано с дополнительным тепловыделением, обусловленным горением метана. Медленное воспламенение в случае азота объясняется «затянутой» динамикой процесса истечения струи из камеры [3].

Изотермы полей течения представлены на рис. 3 (приведена только часть области течения, где хорошо просматриваются положения дисков Маха). Видно, что уровень температур в метане выше, чем в парах воды, что, как уже отмечалось, связано с дополнительным тепловыделением из-за горения метана.

Структуры течения в виде мгновенных траекторий частиц газа (рис. 4) свидетельствуют о сложной вихревой структуре течения, существенно влияющей на теплообмен струи

с поверхностью твердого топлива и, следовательно, на динамику процесса его зажигания.

Приведенные выше результаты расчетов свидетельствуют о том, что применение в качестве плазмообразующих веществ различных химически активных жидкостей действительно может служить способом управления процессом воспламенения как за счет дополнительного тепловыделения из-за протекания в поле течения химических реакций, так и за счет поглощения лучистой энергии поверхностью топлива, интенсивность и спектральный состав которой зависит от состава плазмообразующей жидкости. В этом направлении и будут продолжены дальнейшие исследования.

Погрешность численного решения оценивалась путем проведения расчетов на последовательности сгущающихся сеток и для всех параметров течения не превышала 10 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено численное моделирование процесса взаимодействия струи низкотемпературной плазмы с поверхностью пластины унитарного твердого топлива на примере пороха Н. Показано, что из-за высокого уровня температуры в струе низкотемпературной плазмы существуют достаточно протяженные зоны вынужденной газификации (зоны «ожога»), эволюция которых существенно зависит от структуры поля течения вблизи поверхности пластины.

2. Показано существенное влияние состава плазмообразующей среды на характер протекания неравновесных химических реакций в поле течения струи и на процесс взаимодействия

ее с твердым топливом. Это может быть использовано для управления процессом зажигания унитарных твердых топлив при создании подобных воспламенительных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Koleczko A., Ehrhardt W., Kelzenberg S., Eisenreich N.** Plasma ignition and combustion // Propellants, Explosives and Pyrotechnics. 2001. V. 26. P. 75–83.
2. **Koleczko A., Eisenreich N.** Plasmaanzundung von transparentem NEVA-Pulver // Proc. 33th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, Germany. 2002. P. 146.
3. **Рычков А. Д., Милошевич Х., Шокина Н. Ю.** Истечение из полужамкнутого объема струи низкотемпературной плазмы, образовавшейся под воздействием электрического разряда // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 3. С. 58–64.
4. **Coakley T. J.** Turbulence modeling for high speed flows // AIAA Paper N 92-0436. 1992.
5. **Рябенский В. С.** Неотражающие граничные условия на подвижной искусственной границе расчетной области. М., 1999. (Препринт / РАН. Ин-т прикладной математики; № 74).
6. **Zarko V. E., Gusachenko L. K., Rychkov A. D.** Effect of melting on the combustion behaviour of energetic materials // J. Propulsion and Power. 1999. V. 15, N 6. P. 45–52.
7. **Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б.** Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
8. **Kee R. J., Dixon-Lewis G., Warnatz J., et al.** A Fortran computer code package for evaluation of gas-phase multicomponent transport properties // Sandia National Laboratories. Report SAND86-8246. 1994.

*Поступила в редакцию 5/X 2005 г.,
в окончательном варианте — 31/VI 2006 г.*