

Несмотря на отмеченные ограничения изложенного подхода к анализу очагового горения ВВ, он позволяет объяснить, а в ряде случаев дать хорошую количественную оценку явлений, сопровождающих взрывное горение ударно-деформируемых образцов ВВ, что позволит более целенаправленно подходить к постановке экспериментов и анализу их результатов по определению критических условий очагового горения, исходя из нестационарной модели.

Как отмечено в [4], процесс срыва реакции при учете горения в конденсированной фазе не выяснен исчерпывающе. Прекращение горения наблюдается для практически всех известных ВВ в широком диапазоне давлений, поэтому используемый в настоящей работе подход — один из возможных для объяснения явления срыва реакции, изучение которого приведет к более реальной физической модели процесса.

Поступила в редакцию 6/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nunziato, E. Walsh, J. Kennedy. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
2. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
3. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, Деп. № 558—80.
4. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
5. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения. М.: Наука, 1975.
6. А. Н. Исаев, В. С. Соловьев и др. ВИНТИ, Деп. № 661—82.
7. К. К. Андреев, М. С. Плясунов.— В сб.: Теория взрывчатых веществ/Под ред. К. К. Андреева. Вып. 53. М.: Высшая школа, 1967.
8. С. Г. Андреев, М. М. Бойко и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
10. Y. de Longueville, C. Fauquignon, H. Moulard. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. USA, 1976.
11. Б. Л. Глушак, С. А. Новиков и др.— В сб.: Детонация. Черногоровка, 1981.

ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОБДУВАЮЩЕГО ПОТОКА

А. М. Липанов, И. Г. Русяк

(Ижевск)

Теории эрозионного горения посвящен ряд работ [1—4]. Согласно представлениям, положенным в их основу, увеличение скорости горения твердого топлива при больших скоростях газового потока происходит за счет турбулизации зоны пламени. Оставаясь в рамках существующих представлений, исследуем эрозионное горение при различных температурах обдувающего потока.

Рассмотрим два предельных случая: 1) область низких давлений $p = 2 \div 8$ МПа, когда в области горения существуют две пространственные зоны тепловыделения [5], приближенно механизм горения будем рассматривать как результат двух последовательных брутто-реакций; 2) область высоких давлений $p > 8$ МПа, когда обе стадии сливаются в одну и процесс горения можно представить как результат одной суммарной брутто-реакции.

Введем следующие обозначения: m , m_* — стационарная и эрозионная массовые скорости горения; u , T_{**} — скорость и температура обдувающих газов; v — скорость оттока газов от поверхности горения; ρ — плотность газа; T_0 — начальная температура топлива; T_s — температура поверхности горения; λ_k , c_k , μ_k , ρ_k — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, температуропроводности и плотность топлива; a — относительная

массовая концентрация исходных продуктов реакции; $f(a, T)$ — суммарная скорость химической реакции; Q, E, Z — тепловой эффект реакции, энергия активации и предэкспонент; ν_1, ν_2 — суммарные порядки реакций в шипящей и пламенной зонах; μ_1, μ_2 — молекулярные массы продуктов реакции первой и второй стадии; R — удельная газовая постоянная; $\nu, \mu, \lambda, \kappa, c_p, D$ — коэффициенты кинематической и динамической вязкости, теплопроводности, температуропроводности, теплоемкости при постоянном давлении и диффузии газов; l_2 — характерная толщина прогреваемого слоя в газе; ξ — коэффициент сопротивления; $I = \rho u / m \cdot V \xi$ — параметр Вилюнова; индексы: k — k -фаза, 1 — шипящая зона, 2 — зона пламени, t — турбулентный режим течения.

Запишем систему уравнений, описывающую процесс стационарного горения k -фазы:

$$\lambda_k \frac{d^2 T}{dy^2} - c_k m \frac{dT}{dy} + Q_k f_k(a_k, T) = 0, \quad (1)$$

$$- m \frac{da_k}{dy} + f_k(a_k, T) = 0. \quad (2)$$

Граничные условия:

$$y = -\infty: T = T_0, a_k = 1;$$

$$y = 0: T = T_s, a_k = 0.$$

Решение этой системы при $f_k(a_k, T) = Z_k \exp(-E_k/RT)$, имеет вид [6]

$$m^2 = 2\rho_k \kappa_k Z_k \frac{RT_s^2}{E_k (2T_s - T_{s1} - T_0)} \exp(-E_k/RT_s), \quad (3)$$

где $T_{s1} = T_0 + Q_k/c_k$ — температура поверхности при беспламенном горении.

Формула (3) позволяет выразить коэффициент эрозии через параметры k -фазы:

$$\varepsilon = \frac{m_\tau}{m} = \sqrt{\frac{2T_s - T_{s1} - T_0}{2T_{su} - T_{s1} - T_0} \left(\frac{T_{su}}{T_s} \right) \exp \left[\frac{E_k}{2R} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{su}} \right) \right]}. \quad (4)$$

Здесь T_{su} — температура поверхности топлива в условиях обдува. Для определения $T_s = T_s(p, T_0)$ и $T_{su} = T_{su}(p, T_0, u, T_\pi)$ необходимо рассмотреть процессы в газовой фазе.

Ограничимся асимптотическим случаем течения газа [1, 7], тогда в соответствии с принятой схемой систему уравнений турбулентного потока вблизи поверхности горения можно записать в виде

$$\rho v = m_\tau = \text{const}, \quad p = \text{const}, \quad (5)$$

$$\rho v \frac{du}{dy} = \frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_\tau) \frac{du}{dy} \right], \quad (6)$$

$$\rho v \frac{dT}{dy} = \frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_\tau) \frac{dT}{dy} \right] + \frac{Q_1}{c_p} f_1(a_1, T) + \frac{Q_2}{c_p} f_2(a_2, T), \quad (7)$$

$$\rho v \frac{da_1}{dy} = \frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_\tau) \frac{da_1}{dy} \right] - f_1(a_1, T), \quad (8)$$

$$\rho v \frac{da_2}{dy} = \frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_\tau) \frac{da_2}{dy} \right] + f_1(a_1, T) - f_2(a_2, T), \quad (9)$$

$$f_1(a_1, T) = Z_1 \rho^{\nu_1} a_1^{\nu_1} \exp \left(-\frac{E_1}{RT} \right),$$

$$f_2(a_2, T) = Z_2 \rho^{\nu_2} a_2^{\nu_2} \exp \left(\frac{E_2}{RT} \right).$$

Система уравнений записана при условии

$$\text{Pr} = \mu c_p / \lambda = 1, \quad \text{Le} = \rho D c_p / \lambda = 1,$$

$$\text{Pr}_\tau = \nu_\tau / \kappa_\tau = 1, \quad \text{Le}_\tau = D_\tau / \kappa_\tau = 1.$$

В случае, когда внешний поток отсутствует ($\mu_r = 0$) система (5)–(9) с соответствующими граничными условиями позволяет определить стационарную скорость горения [8], которая через параметры первой стадии процесса горения выразится следующим образом:

$$m^2 = \frac{2\lambda Z_1 \mu_1^{v_1} v_1!}{c_p (2T_1 - T_{11} - T_{s1})} \left(\frac{p}{RT_1}\right)^{v_1} \left(\frac{RT_1^2}{E_1}\right)^{v_1+1} \frac{\exp(-E_1/RT_1)}{(T_{11} - T_{s1})^{v_1}}. \quad (10)$$

Здесь T_1 — температура в конце первой стадии процесса горения; T_{11} — температура в конце первой стадии, когда она единственна. Через параметры второй (пламенной) стадии процесса горения получим

$$m^2 = \frac{2\lambda Z_2 \mu_2^{v_2} v_2!}{c_p (T_{21} - T_{11})} \left(\frac{p}{RT_{21}}\right)^{v_2} \left(\frac{RT_{21}^2}{E_2}\right)^{v_2+1} \frac{\exp(-E_2/RT_{21})}{(T_{21} - T_{11})^{v_2}}, \quad (11)$$

где T_{21} — температура, достигаемая в конце пламенной стадии горения топлива.

Для высоких давлений, полагая $f_1(a_1, T) = 0$, находим

$$m^2 = \frac{2\lambda Z_2 \mu_2^{v_2} v_2!}{c_p (T_{21} - T_{s1})} \left(\frac{p}{RT_{21}}\right)^{v_2} \left(\frac{RT_{21}^2}{E_2}\right)^{v_2+1} \frac{\exp(-E_2/RT_{21})}{(T_{21} - T_{s1})^{v_2}}. \quad (12)$$

Соотношения (3), (10)–(12) позволяют рассчитать стационарную скорость горения, температуры T_s и T_1 .

В стационарных условиях T_{21} на границе химического пограничного слоя формируется под воздействием тепловыделения в зоне химических реакций и работы газов на расширение до плавления, существующего у поверхности. При обдуве горячей поверхности на температуру в конце зоны пламени оказывает влияние и теплообмен с ядром потока, если его температура отлична от T_{21} .

Рассмотрим условия, при которых такой теплообмен существен. В этой связи оценим характерное время химической реакции

$$\tau_p = l_2/v, \quad v(0) \approx 0,3 \text{ м/с}, \quad v(l_2) \approx 1 \text{ м/с}$$

и время тепловой релаксации газовой зоны горения топлива

$$\tau_r = \frac{l_2^2}{v} = \frac{\rho l_2^2}{\mu}$$

Используя данные [9], получим при $p = 9,81$ МПа $\tau_p = 0,1$ мкс, $\tau_r = 1$ мкс. Таким образом, $\tau_p \ll \tau_r$ и процессы теплопроводности не успевают сколь-нибудь существенно повлиять на температуру в конце зоны реакции, если режим течения газа над поверхностью топлива ламинарный. При турбулентном режиме коэффициент динамической вязкости возрастает в десятки и даже сотни раз. Следовательно, характерные времена, рассмотренные выше, станут сравнимы между собой. Это означает, что теплообмен с ядром потока будет оказывать заметное влияние на формирование температуры в конце зоны пламени.

Температура ядра потока в общем случае определяется из решения уравнений газовой динамики для внешнего течения и может быть как больше, так и меньше T_{21} . Например, горение одного сорта топлива в продуктах горения другого с различными значениями температур продуктов сгорания. Подробно разберем случай, когда температура потока меньше T_{21} . При этом распределение температуры вблизи поверхности имеет вид, изображенный на рис. 1.

Таким образом, пока химический пограничный слой находится внутри ламинарного подслоя, турбулентные пульсации не оказывают влияния на T_m , которая близка к T_{21} . По мере увеличения скорости движения ядра потока турбулентные пульсации начинают проникать в пламенную зону и понижают максимальную температуру пламени (в предельном случае $T_m \rightarrow T_n$). На этом этапе происходит понижение скорости горения. При

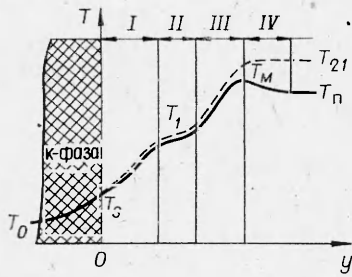


Рис. 1. Профиль температуры в зоне горения.

I — шипящая зона; II — подготавливаемая зона; III — зона пламени; IV — зона охлаждения.

Рассмотрим эрозионное горение при $p > 8$ МПа. В данном случае уравнения (7) и (9) допускают первый интеграл $a_2 = (T_M - T)/(T_{21} - T_{s1})$.

В дальнейшем, следуя подходу, изложенному в [1], найдем распределение температур в зоне инертного прогрева

$$\ln \frac{T - T_{s1}}{T_{su} - T_{s1}} = \frac{c_p m_\tau v}{\lambda \sqrt{k_1} u_\tau} \operatorname{th}(\sqrt{k_1} y^*), \quad (13)$$

где $y^* = u_\tau y / v$; $u_\tau = u / 2\sqrt{2} \cdot \sqrt{\xi}$.

Для отношения кинематических вязкостей используется соотношение, полученное в работе [10]

$$v_\tau / v = \operatorname{sh}^2(\sqrt{k_1} y^*), \quad 0 < y^* < 27,5.$$

Выражение для массовой скорости горения находим из уравнения (7) по известному методу Зельдовича — Франк-Камецецкого. При этом считаем, что из зоны реакции часть тепла

$$\lambda \left(1 + \frac{v_\tau}{v}\right) \frac{dT}{dy} = m_\tau c_p (T_M - T_{s1})$$

отводится в зону прогрева, а остальная часть

$$\lambda \left(1 + \frac{v_\tau}{v}\right) \frac{dT}{dy} = m_\tau c_p (T_M - T_{21}) -$$

в зону ядра потока.

После обычных преобразований приходим к следующей формуле:

$$m_\tau^2 = \left(1 + \frac{v_\tau}{v}\right)_{y_M}^* c_p (2T_M - T_{s1} - T_{21}) \left(\frac{p}{RT_M}\right)^{v_2} \left(\frac{RT_M^2}{E_2}\right)^{v_2+1} \frac{\exp(-E_2/RT_M)}{(T_{21} - T_{s1})^{v_2}}, \quad (14)$$

где v_τ/v вычисляется в точке, соответствующей наибольшей температуре процесса горения; $y_M^* = y^*(T_M)$. Из формул (12) и (14) находим эрозионное отношение

$$\varepsilon = \frac{m_\tau}{m} \sqrt{\frac{T_{21} - T_{s1}}{2T_M - T_{s1} - T_{21}}} \left(\frac{T_M}{T_{21}}\right)^{v_2+2} \exp\left[\frac{E_2}{2R} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_M}\right)\right] \operatorname{ch}(\sqrt{k_1} y_M^*). \quad (15)$$

Максимальную температуру определим из решения уравнения теплопроводности

$$\frac{d}{dy} \left[\lambda \left(1 + \frac{v_\tau}{v}\right) \frac{dT}{dy} \right] = c_p m_\tau \frac{dT}{dy} \quad (16)$$

при следующих граничных условиях:

$$y = y_M: \lambda \left(1 + \frac{v_\tau}{v}\right) \frac{dT}{dy} = c_p m_\tau (T_M - T_{21}), \quad T = T_M;$$

$$y = \infty: \frac{dT}{dy} = 0, \quad T = T_n.$$

После интегрирования находим

$$\ln \frac{T_M - T_{21}}{T_{\Pi} - T_{21}} = \frac{c_p m_T}{\lambda} \frac{v}{\sqrt{k_1} u_T} [\text{th}(\sqrt{k_1} y_M^*) - 1]. \quad (17)$$

Соотношения (4), (13), (15), (17) решают задачу по определению ε , однако такое решение все еще достаточно громоздко и трудно поддается анализу. Полагая для дальнейшего $T_{su} \approx T_s$ и исключая неизвестное значение y_M^* , приходим к системе двух трансцендентных уравнений

$$\varepsilon^2 = A^2 \exp \left[\frac{E_2}{R} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_M} \right) \right] + \ln^2 \left(\frac{T_M - T_{s1}}{T_s - T_{s1}} \right) \Gamma^2 \frac{k_1}{8} \quad (18)$$

и

$$\frac{T_M - T_{s1}}{T_M - T_{21}} = \frac{T_s - T_{s1}}{T_{\Pi} - T_{21}} \exp \left(\frac{2 \sqrt{2}}{1 \sqrt{k_1}} \varepsilon \right), \quad (19)$$

где $A = \sqrt{\frac{T_{21} - T_{s1}}{2T_M - T_{s1} - T_{21}} \left(\frac{T_M}{T_{21}} \right)^{v_2+2}} \approx 1$. При $T_M = T_{21}$ (18) совпадает с формулой из работы [1].

Решение для низких давлений, когда имеет место двухстадийное распределение, ищется подобно предыдущему случаю. Опуская однотипные промежуточные выкладки, получим распределение температуры в области инертного прогрева шипящей зоны

$$\ln \frac{T - T_{s1}}{T_{su} - T_{s1}} = \frac{c_p m_T v}{\lambda \sqrt{k_1} u_T} \text{th}(\sqrt{k_1} y^*) \quad (20)$$

и скорость турбулентного горения через параметры этой зоны

$$m_T^2 = \left(1 + \frac{v_i}{v} \right)_{y_1}^* \frac{2\lambda Z_1 \mu_1^{v_1} v_1!}{c_p (2T_{1T} - T_{s1} - T_{11})} \left(\frac{p}{RT_{1T}} \right)^{v_1} \left(\frac{RT_{1T}^2}{E_1} \right)^{v_1+1} \frac{\exp(-E_1/RT_{1T})}{(T_{11} - T_{s1})^{v_1}}. \quad (21)$$

Здесь T_{1T} — температура в конце первой стадии химической реакции при обдуве, $y_1^* = y^*(T_{1T})$.

Распределение температур в зоне инертного прогрева пламенной стадии определяется из выражения

$$\ln \frac{T - T_{11}}{T_{1T} - T_{11}} = \frac{c_p m_T v}{\lambda \sqrt{k_1} u_T} [\text{th}(\sqrt{k_1} y^*) - \text{th}(\sqrt{k_1} y_1^*)]. \quad (22)$$

Повторяя рассуждения, предшествовавшие получению формулы (14), получаем

$$m_T^2 = \left(1 + \frac{v_T}{v} \right)_{y_M}^* \frac{2\lambda Z_2 \mu_2^{v_2} v_2!}{c_p (2T_M - T_{11} - T_{21})} \left(\frac{p}{RT_M} \right)^{v_2} \left(\frac{RT_M^2}{E_2} \right)^{v_2+1} \frac{\exp(-E_2/RT_M)}{(T_{21} - T_{11})^{v_2}}. \quad (23)$$

Эрозионное отношение записывается в виде

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2T_1 - T_{11} - T_{s1}}{2T_{1T} - T_{11} - T_{s1}} \left(\frac{T_{1T}}{T_{11}} \right)^{v_1+2}} \exp \left[\frac{E_1}{2R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_{1T}} \right) \right] \text{ch}(\sqrt{k_1} y_1^*) \quad (24)$$

или

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{T_{21} - T_{11}}{2T_M - T_{11} - T_{21}} \left(\frac{T_M}{T_{21}} \right)^{v_2+2}} \exp \left[\frac{E_2}{2R} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_M} \right) \right] \text{ch}(\sqrt{k_1} y_M^*). \quad (25)$$

Выписанные соотношения (20)–(25) совместно с (4) и (17) полностью решают поставленную задачу. Приближенное решение получим,

полагая $T_{su} \approx T_s$ и $T_{1r} = T_1$. Исключая неизвестные y_1^*, u_M^* , найдем

$$\varepsilon^2 = B^2 \exp \left[\frac{E_2}{R} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_M} \right) \right] + \ln^2 \left(\frac{T_M - T_{11}}{T_1 - T_{11}} \frac{T_1 - T_{s1}}{T_s - T_{s1}} \right) I^2 \frac{k_1}{8} \quad (26)$$

и

$$\frac{T_M - T_{11}}{T_M - T_{21}} = \frac{T_s - T_{s1}}{T_1 - T_{s1}} \frac{T_1 - T_{11}}{T_{II} - T_{21}} \exp \left(\frac{2\sqrt{2}}{1\sqrt{k_1}} \varepsilon \right), \quad (27)$$

где $B = \sqrt{\frac{T_{21} - T_{11}}{2T_M - T_{11} - T_{21}} \left(\frac{T_M}{T_{21}} \right)^{\nu_2 + 2}} \approx 1$.

Найденные зависимости справедливы и тогда, когда температура потока больше температуры T_{21} . При этом под T_M ($T_{21} < T_M < T_{II}$) необходимо понимать температуру в конце пламенной стадии процесса горения в условиях обдува.

В качестве исходных данных для расчета взяты данные для пороха Н [11] при $p = 9,81$ МПа, когда имеет место одноступенчатое распределение температур.

Результаты решения системы уравнений (18) и (19) представлены на рис. 2. Оказывается, при понижении температуры ядра потока возможно появление отрицательной эрозии. В целом полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии температуры ядра потока на эрозионную скорость горения, что требует более детального описания теплового взаимодействия ядра потока с зоной тепловыделения в реагирующем пограничном слое.

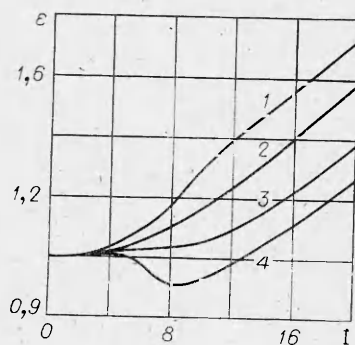


Рис. 2. Зависимость коэффициента эрозии от параметра Виллюнова при различных температурах обдувающего потока; $T_{21} = 2353$ К. T_{II} , К. 1 — 2500; 2 — 2353; 3 — 2100; 4 — 1900.

Поступила в редакцию 17/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2.
2. Дж. Корнер. Внутренняя баллистика орудий. М.: ИЛ, 1963.
3. Б. Т. Ерохин, С. Д. Гришин, В. И. Михайлов. ФГВ, 1967, 3, 3.
4. Я. Б. Зельдович. ФГВ, 1974, 7, 4.
5. Дж. Ванденкеркхове. ВРТ, 1959, 3.
6. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Докл. АН СССР, 1959, 1, 1.
7. Б. Т. Ерохин, А. М. Липанов. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. М.: Машиностроение, 1977.
8. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1960, 136, 1.
9. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
10. В. Д. Ренни. — В сб.: Механика, 1956, № 6.
11. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СГОРАНИЯ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ ПРИ РАЗНЫХ ЗАКОНАХ ИЗМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАМЕНИ

В. С. Бабкин, П. К. Сеначин, Т. В. Крахтинова
(Новосибирск, Барнаул)

В модельных задачах о сгорании гомогенных горючих смесей в закрытых сосудах обычно рассматриваются расходящиеся сферические пламена. В этом случае реализуется закон изменения площади поверх-