

Сопоставление экспериментальных $\overline{W}_{кр}^0$ и расчетных W значений критической плотности потока энергии для сред с поглощающими добавками.

1 — Al; 2 — Be; 3 — Zn; 4 — Ti; 5 — Sn; 6 — Si; 7 — Mo; 8 — Mg; 9 — W; 10 — Bi; 11 — Pb; 12 — Hf; 13 — Cr; 14 — C; 15 — Cu; 16 — SiO₂.

Анализ графической зависимости показывает, что выбранная модель в целом удовлетворительно описывает воспламенение среды поглощающими дисперсными добавками при концентрированном подводе лучистой энергии. Повышенная активность таких добавок, как Al, Ti и Be, может быть объяснена высокой теплотой сгорания этих веществ.

Таким образом, добавки, способные хорошо поглощать энергию излучения и легко испаряться, заметно повышают воспламеняемость конденсированных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Волкова, А. Д. Зинченко, И. В. Санин и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 760.
2. А. А. Брип, И. А. Галеев, Б. И. Зайцев и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 475.
3. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
4. L. C. Jang, V. J. Menichelli. Appl. Phys. Let., 1971, 19, 11, 473.
5. L. C. Jang, V. J. Menichelli. 6-th Symp. (Inter.) on Detonation. V. 2. California, 1976.
6. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
7. Ю. В. Афанасьев, О. И. Крохин. Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
8. J. Taylor. Detonation of condensed Explosives. Oxford at Clarendon Press, 1952.

УДК 536.46

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ГАЗИФИЦИРУЮЩЕГОСЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ СПАДЕ ДАВЛЕНИЯ

Б. В. Лидский, Б. В. Новожилов, А. Г. Попов
(Москва)

Введение. Достаточно резкий спад давления в камере сгорания реактивного двигателя может вызывать погасание топлива. Это явление интенсивно изучается как теоретически, так и экспериментально ([1—5], обзоры в [6—7]).

В теоретических работах по гашению спадом давления используются различные модели горения. Наиболее распространенные из них приведены в [8]. Однако чтобы описать горение реального топлива, требуется ввести в модель большое число экспериментально определяемых параметров.

В ряде работ (см. [2, 7, 9]) рассматривается вопрос о критериях погасания топлива при спаде давления, что затрудняется существенной нелинейностью задачи и тем, что погасание определяется не только мгновенными значениями давления и скорости горения, но и всей историей развития процесса во времени. Чтобы воспользоваться предложенными критериями, нужно рассчитать зависимость скорости горения от времени. В связи с этим большое значение приобретает разработка мето-

дов, позволяющих вычислять скорости горения при переменном давлении. Пользуясь ими, можно выявить основные особенности нестационарного горения даже в том случае, если не удастся построить удобного критерия погасания.

По-видимому, эффективные методы исследования гашения топлива спадом давления могут быть разработаны на основе феноменологической теории нестационарного горения [1—2]. В ней показано, что при рассмотрении достаточно медленных нестационарных процессов нужно учитывать лишь тепловую инерционность зоны прогрева в конденсированной фазе. Процессы в зоне реакции конденсированной фазы и в газовой фазе удается ввести в теорию при помощи экспериментальных зависимостей скорости горения и температуры поверхности конденсированной фазы от давления и начальной температуры топлива.

Подобный феноменологический подход для гашения спадом давления никогда последовательно не проводился. Работы [3, 4] сделаны в рамках этого подхода, но с использованием не экспериментальных, а модельных зависимостей, что не позволяет оценить прогностические возможности теории.

В данной работе феноменологическая теория применяется к вопросу о нестационарном горении при спаде давления одного из хорошо изученных двухосновных топлив (типа Н). На основе экспериментальных данных строятся интерполяционные зависимости скорости горения и температуры поверхности от давления и начальной температуры. Разработан численный метод решения интегрального уравнения [2], эквивалентного уравнению теплопроводности, который используется для определения положения кривой погасания. Полученные результаты сравниваются с экспериментом.

Постановка задачи. Исследование ведется в обычных предположениях: газовая фаза и зона реакции в твердом топливе принимаются безинерционными, топливо — однородным и изотропным, его теплофизические характеристики — не зависящими от температуры. Рассматривается горение полубесконечного образца топлива с плоской поверхностью горения. Начало координат совпадает с поверхностью образца. Слева от начала координат находится твердое топливо, справа — газовая фаза. Топливо движется вправо со скоростью горения $u(t)$. Введем безразмерные температуру поверхности топлива $\Theta = \frac{T_s - T_0}{T_s^0 - T_0}$, скорость горения

$v = u/u^0$, градиент $\varphi = f/f^0$, время $\tau = t/\kappa(u^0)^2$, координату $z = x \cdot u^0/\kappa$ и давление $\eta = p/p^0$. Индексом 0 обозначены величины, соответствующие горению при начальных условиях, t — время, p — давление, T_s — температура поверхности топлива, T_0 — начальная температура, f — градиент температуры с внутренней стороны поверхности топлива, x — координата, κ — коэффициент температуропроводности, p_k — конечное давление ($\eta_k = \frac{p_k}{p^0}$), t_c — характерное время спада давления ($t_c = \frac{t_c}{\kappa} (u^0)^2$).

При выполнении этих предположений скорость горения может быть определена из системы [2]

$$\Theta(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^\tau \left[\varphi - v\Theta + \frac{\Theta I}{2(\tau - \tau')} \right] \exp \left[-\frac{I^2}{4(\tau - \tau')} \right] \cdot \frac{d\tau'}{\sqrt{\tau - \tau'}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\tau}} \int_{-\infty}^0 \Theta_i(z) \exp \left[-\frac{(z+J)^2}{4\tau} \right] dz \right\}, \quad (1)$$

$$I = \int_{\tau'}^\tau v(\tau'') d\tau'', \quad J = \int_0^\tau v(\tau'') d\tau'', \quad (2)$$

$$v = v(\eta, \varphi), \quad \Theta = \Theta(\eta, \varphi). \quad (3)$$

Начальным условиям соответствует экспоненциальное распределение температур в зоне прогрева конденсированной фазы

$$\Theta_i(z) = e^z \quad (z < 0).$$

Рассматриваются спады давления вида

$$\eta(\tau) = \eta_\kappa + (1 - \eta_\kappa) \exp(-\tau/\tau_c) \quad (\tau > 0). \quad (4)$$

Начальное давление $p^0 = 6 \cdot 10^6$ Н/м², начальная температура $\bar{T}_0 = 293$ К. В этом случае $u^0 = 0,7 \cdot 10^{-2}$ м/с, $T_s^0 = 670$ К.

Стандартных методов численного решения уравнения (1) не существует. Система (1)–(4) решалась путем экстраполяции скорости горения и градиента по времени с последующим вычислением температуры поверхности при помощи итераций. При каждой итерации проводилось также уточнение значений скорости горения и градиента.

Расчет одного варианта спада давления до $\tau = 10$ шагом 0,02 занимает на ЕС-1020 20–40 мин в зависимости от конкретного вида функций $v(\eta, \varphi)$, $\Theta(\eta, \varphi)$. Время счета пропорционально квадрату числа шагов.

С целью проверки разработанного метода воспроизведен ряд результатов работы [3], полученных при решении уравнения теплопроводности, эквивалентного (1)–(4). Вычисленные кривые полностью совпали с кривыми из работы [3].

Интерполяционные формулы. При построении интерполяционных формул (3) использовались результаты экспериментальных работ [10–12]. Зависимость скорости горения от давления и начальной температуры интерполируется с точностью до ошибок эксперимента выражением

$$u = \frac{Ap}{1 - \frac{1-\gamma}{1+p/\alpha}} \exp\left(\frac{CT_s^3}{1 - \frac{1-\gamma}{1+p/\alpha}}\right), \quad (5)$$

а зависимость температуры поверхности от тех же величин — формулой

$$u = B \frac{T_s}{(T_s - T_0)^{1/2}} \exp\left(-\frac{E}{2RT_s}\right). \quad (6)$$

Здесь $A = 6,08 \cdot 10^{-10}$ м³/(Н·с), $C = 1,22 \cdot 10^{-8}$ К, $\alpha = 3 \cdot 10^6$ Н/м², $\gamma = 0,33$, $E = 8,8 \cdot 10^4$ Дж/моль, $R = 8,31$ Дж/(моль·К), $B = 0,51$ м/с. Скорость горения выражается в м/с, T_s и T_0 — в К.

Чтобы можно было использовать зависимости (5), (6) в расчетах нестационарного горения, необходимо при помощи соотношения $\kappa f = u(T_s - T_0)$ привести их к виду $u = u(p, f)$, $T_s = T_s(p, f)$. Введя безразмерные параметры, получим

$$\varphi = v \left\{ \Theta + \frac{1}{\mu\Theta_0} - \left(1 - \frac{1-\gamma}{1+\eta_0\eta}\right)^{1/3} \left[\frac{1}{\delta} \operatorname{Ip} \left[\frac{1 - \frac{1-\gamma}{1+\eta_0\eta} v}{1 - \frac{1-\gamma}{1+\eta_0}} \right] + \frac{\left(\frac{1}{\mu\Theta_0}\right)^3}{1 - \frac{1-\gamma}{1+\eta_0}} \right]^{1/3} \right\}, \quad (7)$$

$$\sqrt{v\varphi} = \frac{1 + \mu\Theta_0\Theta}{1 + \mu\Theta_0} \exp\left(\frac{\Theta_0}{1 + \mu\Theta_0} \frac{\Theta - 1}{1 + \mu\Theta_0\Theta}\right). \quad (8)$$

Здесь $\mu = \frac{2RT_s^2}{E}$; $\Theta_0 = \frac{E}{2RT_0^2}(T_s^0 - T_0)$; $\delta = C(T_s^0 - T_0)^3$; $\eta_0 = \frac{p^0}{\alpha}$.

Зависимости $u(p, f)$ и $T_s(p, f)$ экспериментально определены для ограниченного интервала давлений и градиентов. Проведена экстраполяция этих зависимостей в неизученную область. Анализ результатов счета показал, что конкретный способ экстраполяции слабо влияет на характер поведения скорости горения при спаде давления и почти не меняет положения кривой погасания.

Во многих работах (см., например, [1—4]) использовались модельные зависимости $v(\eta, \varphi)$, $\Theta(\eta, \varphi)$, задаваемые формулами

$$v = \eta^v \exp [k(\Theta - \varphi/v)], \quad (9)$$

$$v = \exp \left[\frac{k}{r} (\Theta - 1) \right], \quad (10)$$

где k и r — постоянные. Соотношение (9) представляет собой одну из простейших интерполяций зависимости скорости горения от давления и начальной температуры, формула (10) — экспоненциальную связь между скоростью горения и температурой поверхности (показатель экспоненты разложен по Франк-Каменецкому). В [10, 12—16] показано, что выражения (9), (10) описывают экспериментальные данные с невысокой точностью. Однако, поскольку эти соотношения довольно просты и позволяют резко сократить объем вычислений, проведены расчеты нестационарного горения с их использованием. Ниже результаты этих расчетов сравниваются с аналогичными расчетами для интерполяционных зависимостей (7), (8). Постоянным k и r присваивались значения $(T_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln v}{\partial T_0} \right)_v$ и $\left(\frac{\partial T_s}{\partial T_0} \right)_p$, вычисленные из (5), (6) при $p^0 = 6 \cdot 10^6$ Н/м², $T_0 = 293$ К ($k = 1,54$, $r = 0,23$, $v = 0,69$).

Результаты и их обсуждение. Использованные в работе зависимости $v(\eta, \varphi)$ и $\Theta(\eta, \varphi)$ не могут дать погасание в смысле полного обращения скорости горения в нуль. Однако анализ поведения системы при спаде давления показывает, что зависимость времени достижения минимума скорости горения τ_m от конечного давления при определенном η_k , зависящем от скорости спада давления, имеет резкий излом. Дальнейшее незначительное уменьшение η_k вызывает быстрое увеличение τ_m . Аналогично поведение глубины спада скорости горения. Таким образом, граница погасания для данного τ_c может быть с удовлетворительной точностью определена как η_k , при котором τ_m достигает большого, а v_m — малого значения. Выбор конкретных значений τ_m и v_m слабо влияет на результат.

Гашение топлива спадом давления иллюстрируют кривые 1 и 2 на рис. 1. Они рассчитаны для зависимостей (7), (8). При спаде давления с параметрами $\eta_k = 0,4$, $\tau_c = 1$ скорость горения, пройдя минимум, выходит на стационарный режим, соответствующий конечному давлению (см. рис. 1, 1). Спад с параметрами $\eta_k = 0,33$, $\tau_c = 1$ вызывает погасание (см. рис. 1, 2).

На рис. 2 изображены кривая погасания (ограничивающая в координатах (τ_c, η_k) область спадов давления, вызывающих погасание), построенная для модельных зависимостей (9), (10) (кривая 1), и характерные результаты расчетов гашения спадом давления для интерполяционных

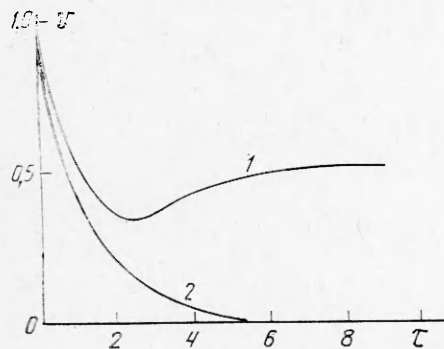


Рис. 1. Поведение скорости горения при спаде давления.

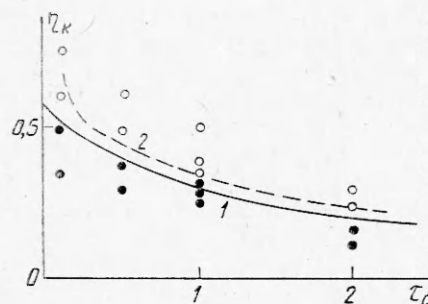


Рис. 2. Кривые погасания.

○ — параметры спадов, не вызывающих гашения; ● — параметры спадов, погасивших топливо.

формул (7), (8). Из рисунка хорошо видно, что использование (9), (10) с подобранными указанным выше методом k и r вместо интерполяционных формул почти не меняет положения кривой погасания. По-видимому, это связано с тем, что для рассмотренных в работе спадов давления факт погасания определяется начальной стадией развития процесса.

К сожалению, в литературе отсутствуют экспериментальные кривые погасания для топлива типа Н. Поэтому для сравнения использовались данные работы [5] для $H + 2\% \text{MgO}$ (см. рис. 2, 2). Большой интерес представляло бы получение экспериментальной кривой погасания для топлива Н и количественное сравнение ее с теоретической.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12, 498.
2. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3, 92.
4. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ФГВ, 1976, 12, 4, 548.
5. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2, 231.
6. H. Krier. Comb. Sci. Techn., 1972, 5, 69.
7. L. De Luca. 18-th Symp. (Intern.) on Comb., Univ. of Waterloo, Proceedings, 1980.
8. K. K. Kuo, G. R. Coates. 16-th Symp. (Intern.) on Comb., Massachusetts Inst. of Techn. Proceedings, 1976.
9. J. S. T'ien. Comb. Sci. Techn., 1974, 9, 37.
10. А. А. Зенин. Докт. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1973.
11. П. Ф. Похил, В. И. Мальцев, В. А. Селезнев и др. ФГВ, 1967, 3, 3, 328.
12. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4, 547.
13. А. И. Коротков, О. И. Лейпунский.— В кн.: Физика взрыва, № 2. М.: Изд-во АН СССР, 1953.
14. П. Ф. Похил, О. И. Нефедова, А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1962, 145, 4, 860.
15. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашениа. Докл. АН СССР, 1963, 148, 6, 1327.
16. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966, 185.

УДК 541.126

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ СВОЙСТВ ГАЗОВ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ

В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Козарко, Н. И. Перегудов
(Москва)

Качественное и количественное соответствие расчетов опытным данным позволяет оценить обоснованность допущений, положенных в основу теории. Математическое моделирование турбулентного горения с помощью балансовых дифференциальных уравнений для мгновенных параметров в одномерном приближении дало возможность описать с некоторой точностью влияние на горение характеристик турбулентности [1] и ввести в рассмотрение детальный механизм химической реакции [2]. Двумерное приближение [3] позволяет проверить общие уравнения в значительно более реалистической постановке. В настоящей работе в рамках той же методологии рассмотрено влияние давления и молекулярных свойств топлив — вязкости, коэффициентов теплопроводности и диффузии — на турбулентное горение.

В простейшей постановке дифференциальные уравнения сохранения энергии и вещества для мгновенных параметров имеют вид [3]

$$\rho_0 c \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{ij} h_{ij} w_{ij} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} - \rho_0 c \sum_k u_{k0} \frac{\partial T}{\partial x_k},$$

$$\rho_0 \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial t} = \sum_j w_{ij} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} D_{j0} \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x_k} - \rho_0 \sum_k u_{k0} \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x_k},$$