

задачи о переходе горения с одного режима на другой². В работе [12] показано, что, если глубина прогретого слоя к-фазы начального режима много больше конечного, исходное распределение температуры не успевает существенно измениться за время перехода. При этом для скорости нестационарного горения может быть получено аналитическое решение.

На рис. 9 представлен расчет скорости горения в переходном режиме при мгновенном подъеме давления. До момента подъема давления порох горел стационарно при давлении 1 МПа. Штриховыми линиями изображен расчет по «замороженному профилю», предложенный в [12]. С увеличением отношения p_1/p_0 , где p_0 — начальное давление, p_1 — конечное, расчет по «замороженному профилю» все точнее описывает численное решение. Это свидетельствует о возможности в ряде случаев, не решая уравнений нестационарного горения, а используя лишь профиль температуры в порохе, полученный к моменту зажигания, получать достаточно точно решение задачи о горении топлива после зажигания.

Авторы благодарны В. Е. Зарко за полезное обсуждение работы.

Поступила в редакцию 12/III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский. ПМТФ. 1969, 5.
2. К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1974, 7, 3.
3. А. Г. Струнина, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
4. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1974, 7, 3.
5. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. Flame, 1974, 16, 89.
6. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 299, 3.
7. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
9. А. А. Зенин.— В. кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
10. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3.
11. В. Е. Зарко. Канд. дис. ИХКиГ СО АН СССР. 1974.
12. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1981, 258, 6.
13. О. И. Лейпунский, В. И. Колесников-Свинярев, В. И. Маршаков. Докл. АН СССР, 1964, 154, 4.

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ИХ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИ ГОРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Н. Н. Бахман, И. Н. Лобанов
(Москва)

Скорость горения u газовых и конденсированных систем возрастает при увеличении теплового потока q из зоны реакции к свежей смеси. В рамках теории горения Зельдовича для гомогенных систем

$$u \sim \sqrt{\lambda}, \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности среды на границе зоны реакции со стороны свежей смеси.

Величина q и скорость горения могут быть увеличены за счет введения в систему теплопроводящих элементов (ТЭ), например медных или серебряных проволочек. Экспериментально такая возможность подтверждена при горении конденсированных систем, горящих за счет собственного окислителя [1—4], а также при диффузионном горении жидкостей [5] и пленок полимеров [6]. Экспериментальные данные, касающиеся

² Так, ускоренное сгорание поверхностного слоя топлива при неинтенсивном зажигании (см. рис. 2, 3) аналогично эффекту ускоренного горения при быстром подъеме давления, предсказанному теорией Я. Б. Зельдовича [8] и экспериментально доказанному в работе [13].

возможности увеличения скорости горения газовых систем с помощью ТЭ, в литературе отсутствуют.

Отметим, что при введении ТЭ с низкой теплотой сгорания (Cu, Ag) увеличения скорости горения можно ожидать лишь в том случае, если объемная ($\vartheta_{ТЭ}$) и весовая ($m_{ТЭ}$) доля ТЭ в системе мала. Напротив, при достаточно больших $\vartheta_{ТЭ}$ и $m_{ТЭ}$ теплота и температура горения резко снижаются, и горение затухает (металлические сетки с достаточно малыми отверстиями используются в одной из конструкций огнепреградителей).

В одномерном случае можно, исходя из (1), попытаться оценить верхнюю границу увеличения скорости горения при введении ТЭ: $z = u/u_0 = \sqrt{\lambda/\lambda_0}$, где u , λ относятся к системе с ТЭ, а u_0 , λ_0 — к исходной системе. Для системы с длинными проволочками, проходящими через весь образец по направлению горения, эффективный коэффициент теплопроводности можно оценить с помощью известной формулы $\lambda = \vartheta_{ТЭ}\lambda_{ТЭ} + (1 - \vartheta_{ТЭ})\lambda_0$. Отсюда получим

$$z = \sqrt{1 + \vartheta_{ТЭ}(\lambda_{ТЭ}/\lambda_0 - 1)}. \quad (2)$$

При достаточно большой теплопроводности ТЭ и не слишком малых $\vartheta_{ТЭ}$ из (2) следует $z \sim \sqrt{\lambda_{ТЭ}/\lambda_0}$, т. е. степень увеличения скорости горения пропорциональна квадратному корню из теплопроводности проволочки и доли объема, занятой проволочками. Диаметр ТЭ в рамках данной постановки задачи не влияет на скорость горения.

Если в качестве численного примера рассмотреть влияние медных проволочек на скорость горения системы, где в зону реакции втекает газообразная смесь с $\lambda_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), то из (2) получим

$v_{ТЭ}$	0,0001	0,001	0,01
z	1,194	2,291	6,595

Такой одномерный подход применим лишь в том случае, если в пределах зон прогрева и горения имеется достаточно эффективный механизм выравнивания температуры и концентрации реагентов в поперечном направлении.

Так, например, при введении медных проволочек в жидкое горючее (бензин, спирт), которое налито в цилиндрическую горелку и горит за счет кислорода воздуха, поверхностный слой жидкости перетекает вбок (радиально по направлениям к проволочкам) так, что форма мениска жидкости почти не меняется. Концентрация паров горючего над поверхностью жидкости выравнивается в поперечном направлении за счет молекулярной диффузии. Низкая скорость диффузионного горения жидкостей (при диаметре горелки 5—20 мм — десятые и сотые доли миллиметров в секунду) благоприятствует применению одномерного подхода к этой задаче.

Напротив, при введении ТЭ в твердофазные системы одномерный подход совершенно неприменим. Горящая поверхность резко неоднородна: вокруг каждой проволочки образуются конусообразные выемки (рис. 1). Стационарная скорость горения образца не зависит от числа проволочек (пока их не слишком много) и равна скорости распространения пламени w вдоль одиночной проволочки. Неоднородность горения в этом случае естественна, так как теплопроводность в твердой фазе может выравнивать температуру в поперечном направлении лишь в том случае, если диаметр ТЭ много меньше ширины зоны прогрева в исходном топливе $d \ll a/u_0$ и число ТЭ достаточно велико (здесь u_0 — скорость горения исходного топлива). Между тем типичен (и целесообразен) как раз обратный случай ($d \gg a/u_0$, а число ТЭ в образце не слишком велико).

В твердофазных системах диаметр ТЭ должен существенно влиять на скорость горения. В работе [7] рассмотрена приближенная теоретическая модель распространения пламени вдоль бесконечной металлической проволочки, помещенной в твердофазную систему. В предположении, что поток тепла от проволочки в топливо может быть записан как

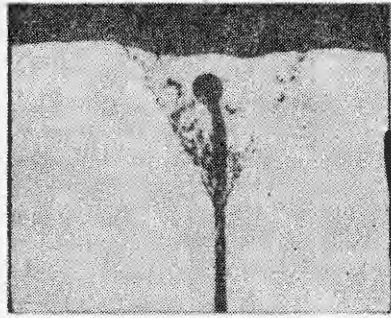


Рис. 1. Конус вокруг медной проволоки ($d = 300$ мкм) при горении заряда состава ПХА + полистирол ($\alpha = 0,5$, $p = 2$ МПа); заряд погашен сбросом давления.

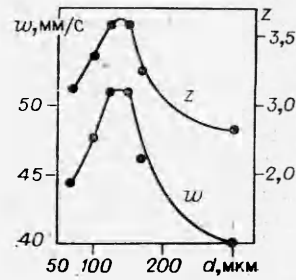


Рис. 2. Зависимость скорости горения и эффективности действия одиночной медной проволоки, расположенной по оси заряда и ориентированной по направлению горения, от диаметра проволоки; состав ПХА+ПС ($\alpha = 0,5$, $p = 4$ МПа).

$w\pi d \cdot \lambda_0(T_{\pi} - T_0)/u_0$ (где $\lambda_0 \cdot (T_{\pi} - T_0)/u_0$ — известное выражение для запаса тепла в плоской стационарной волне прогрева), получено выражение для эффективности действия проволоочки

$$z = \frac{w}{u_0} = \frac{A \sqrt{\lambda_{TЭ}}}{(u_0 d)^{1-m/2} \sqrt{(\rho_{TЭ} c_{TЭ} + 4\lambda_0/u_0 d) (\rho_{TЭ} c_{TЭ} \Theta + 4\lambda_0/u_0 d)}}, \quad (3)$$

где $\lambda_{TЭ}$, $\rho_{TЭ}$, $c_{TЭ}$ — теплопроводность, плотность и теплоемкость проволоочки; λ_0 — теплопроводность исходного топлива; $\Theta = (T_{пл} - T_0)/(T_{\pi} - T_0)$; $T_{пл}$ — температура плавления проволоочки; T_{π} — температура поверхности горящего топлива; T_0 — начальная температура; m — константа в соотношении $Nu = k Re^m$ для теплоотдачи от газообразных продуктов сгорания к проволоочке;

$$A = \frac{2}{T_{\pi} - T_0} \sqrt{\lambda_{\Gamma} k (\rho_0/\eta_{\Gamma})^m (T_{пл} - T_{\pi}) \left(T_{\Gamma} - \frac{T_{пл} + T_{\pi}}{2} \right)},$$

где λ_{Γ} , η_{Γ} , T_{Γ} — теплопроводность, динамическая вязкость и температура продуктов сгорания топлива; ρ_0 — плотность топлива.

Исходя из (3) и условия $\frac{\partial z}{\partial (u_0 d)} = 0$, легко показать, что зависимость z от произведения $u_0 d$ имеет максимум при

$$(u_0 d)_* = \frac{2\lambda_{TЭ}}{\rho_{TЭ} c_{TЭ} \Theta (2-m)} \left[\sqrt{(1-m)^2 (1-\Theta)^2 + 4\Theta} - (1+\Theta)(1-m) \right]. \quad (4)$$

Таким образом, для данного топлива при заданных внешних условиях, когда $u_0 = \text{const}$, должен существовать оптимальный диаметр проволоочки a_* , при котором ее эффективность максимальна. Другими словами, при уменьшении d величина z сначала возрастает, но при $d = d_*$ проходит через максимум и начинает уменьшаться. Равным образом при заданном $d = \text{const}$ должно существовать оптимальное значение $(u_0)_*$, при котором величина z максимальна.

При малом диаметре проволоки (но при выполнении условия $u_0 d > 4a_0$) целесообразно заменить выражение $\pi d \lambda_0 \cdot (T_{\pi} - T_0)/u_0$ для запаса тепла в плоской волне прогрева аналогичным выражением для цилиндрической волны прогрева $\pi \rho_0 c_0 (T_{\pi} - T_0) d^2 / (u_0 d/a_0 - 4)$. При этом формула (3) переписется в виде

$$z = \frac{A \sqrt{\lambda_M/\rho_M c_M}}{(u_0 d)^{1-m/2} \sqrt{\left[1 - \frac{\rho_T c_T/\rho_M c_M}{(u_0 d/4a_T) - 1} \right] \left[\Theta + \frac{\rho_T c_T/\rho_M c_M}{(u_0 d/4a_T) - 1} \right]}}. \quad (5)$$

Вычисление значения $(u_0 d)_*$ при котором z максимально, для цилиндрической волны прогрева достаточно громоздко, однако в частном случае $\rho_{\tau} c_{\tau} \approx \rho_m c_m$ оно сильно упрощается:

$$(u_0 d)_* = 2a_0 \frac{1 + \theta + (2-m)(2\theta - 1) + \sqrt{(1 + \theta)^2 + (2+m)(6\theta - m)}}{e^{(2-m)}} \quad (6)$$

С целью проверки наличия максимума на кривых $w(d)$ и $z(d)$ (при $u_0 = \text{const}$) проведены опыты с одиночными медными проволочками диаметром 70, 100, 125, 150, 170 и 300 мкм, запрессованными в прямоугольные ($30 \times 10 \times 10$ мм) заряды модельного состава ПХА + полистирол, $\alpha = 0,5$. Опыты проведены в бомбе Б-150-3 объемом ~ 2 л в атмосфере азота. Измерялась средняя скорость горения h/τ , где $h = 30$ мм — высота заряда, τ — время горения, измеренное с помощью пьезодатчика давления и шлейфного осциллографа. Из рис. 2 следует, что зависимости $w(d)$ и $z(d)$ действительно имеют максимум, который в данном случае достигался при $d \approx 140$ мкм. Соответственно экспериментальное значение $(u_0 d)_*$ в данном случае составляло $1,75 \cdot 10^{-2}$ см²/с.

Исходя из (4) и (6), рассчитаны теоретические значения $(u_0 d)_*$. При этом принято (аналогично [7]) $\rho_{\tau} c_{\tau} = 0,89$ кал/(см³·град), $T_{\text{пл}} = 1083^\circ\text{C}$, $T_{\text{п}} = 600^\circ\text{C}$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $m = 0,47$. При расчете λ_0 и a_0 для зарядов ПХА + ПС ($\alpha = 0,5$) принято $m_{\text{ПХА}} = 0,819$, $m_{\text{ПС}} = 0,181$, $\rho = 1,69$ г/см³, $c_{\text{ПХА}} = 0,309$ кал/(г·град) [8], $c_{\text{ПС}} = 0,277$ кал/(г·град) [9], отсюда $c_0 = m_{\text{ПХА}} c_{\text{ПХА}} + m_{\text{ПС}} c_{\text{ПС}} = 0,303$ кал/(г·град). Величина λ_0 рассчитывалась по формуле Оделевского [10], исходя из значений $\lambda_{\text{ПХА}} = 1,08 \cdot 10^{-3}$ кал/(см·с·град) [11] и $\lambda_{\text{ПС}} = 3,42 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град) [9], при этом получено $\lambda_0 = 8,26 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $a_0 = 1,61 \cdot 10^{-3}$ см²/с.

Соответственно получено из (4) для плоской волны прогрева $(u_0 d)_* = 8,22 \cdot 10^{-4}$ см²/с, а из (6) для цилиндрической волны¹ прогрева — $(u_0 d)_* = 1,36 \cdot 10^{-2}$ см²/с. Таким образом, в данном случае модель с цилиндрической волной прогрева дает значение $(u_0 d)_*$, сравнительно близкое к экспериментальному ($1,75 \cdot 10^{-2}$ см²/с), в то время как модель с плоской волной прогрева резко (в ~ 20 раз) занижает величину $(u_0 d)_*$.

Теоретическая модель [7] позволяет вычислить также длину Δ конца проволочки, высывающегося в газовую фазу. Для случая цилиндрической волны прогрева получим

$$\Delta = \frac{u_{\text{ТЭ}} (T_{\text{пл}} - T_{\text{Г}})}{w (T_{\text{п}} - T_0) \left(1 + \frac{\rho_0 c_{\text{п}} / \rho_{\text{ТЭ}} c_{\text{ТЭ}}}{(u_0 d / 4a_0) - 1} \right)} \quad (7)$$

Проведено сопоставление значений Δ , рассчитанных из (7) и измеренных на погашенных образцах ПХА + ПС ($\alpha = 0,5$, $P = 2$ МПа, $u_0 = 12,5$ мм/с) с одиночными медными проволочками:

d , мкм	w , мм/с	Δ , мм	
		расчет	опыт
100	53	0,93	1,1—1,3
200	51	1,30	1,7—1,9
300	32	2,22	3,1—3,5

Расчетные значения Δ везде на 20—30% ниже экспериментальных. Отчасти это расхождение можно объяснить тем, что в процессе гашения заряда плавление проволочки и унос расплавленной меди прекращается заведомо раньше, чем газификация конденсированной фазы заряда ПХА + ПС. Соответственно значения $\Delta_{\text{экс}}$, измеренные на погашенных зарядах, оказываются несколько завышенными.

Помимо опытов с длинными проволочками, проходящими через весь заряд и ориентированными по направлению горения, проведены

¹ Отметим, что значение $(u_0 d)_* = 1,36 \cdot 10^{-2}$ см²/с удовлетворяет упомянутому выше условию применимости данной модели: $u_0 d > 4a_0 = 6,44 \cdot 10^{-3}$ см²/с.

Зависимость скорости горения и величины Z для зарядов модельного состава на основе ПХА, содержащего 10% медных иголок (длиной 4—5 мм), от диаметра иголок при различных давлениях

p , МПа	d , мкм	u , мм/с	z
2	100	14,0	2,06
	200	9,9	1,45
	300	9,0	1,32
4	100	17,8	2,22
	200	12,5	1,56
	300	11,5	1,43
10	100	22,7	2,27
	200	15,8	1,58
	300	14,1	1,41

опыты с зарядами, содержащими короткие (4—5 мм), хаотично ориентированные медные иголки. Из таблицы следует, что в изученном интервале d (от 100 до 300 мкм) скорость горения зарядов монотонно возрастает при уменьшении d . Вопрос о существовании максимума на кривой $u(d)$ или $z(d)$ для зарядов с иголками остается открытым, так как какие-либо экспериментальные или теоретические данные по этому вопросу отсутствуют.

Очевидно лишь, что значение d_* для зарядов с иголками (если оно существует) должно быть меньше, чем для зарядов с длинными проволочками. Действительно, по мере уменьшения d увеличивается число иголок N на еди-

ницу сечения образца², что ведет к росту скорости горения из-за уменьшения расстояния между соседними иголками.

Отметим, что в [7] предложена приближенная модель горения заряда с иголками, ориентированными по направлению горения. При достаточно высокой эффективности иголок ($u/u_0 \gg 1$) выполняется соотношение

$$u = (\pi/3 \cdot l^2 N w u_0^2)^{1/3}, \quad (8)$$

где l — длина иголки. Из (8) следует, что $u \sim \sqrt[3]{w/d^2}$, т. е. максимум на кривой $u(d)$, если он существует, должен быть сдвинут по отношению к максимуму на кривой $w(d)$ в сторону меньших d .

Поступила в редакцию 26/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Golub. J. Spac. Rock., 1965, 2, 4, 593.
2. L. H. Caveny, R. L. Glick. J. Spac. Rock., 1967, 4, 1, 79.
3. И. Н. Лобанов, С. М. Жукова, Н. Н. Бахман. — В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 7. Киев: КГУ, 1972.
4. М. М. Арш, Н. Н. Бахман и др. Изв. вузов. Химия и хим. технология, 1974, 17, 1, 35.
5. N. N. Bakhman, V. N. Kondrikov e. a. Fuel, 1976, 55, 243.
6. Л. И. Алдабаев, Н. Н. Бахман и др. Докл. АН СССР, 1978, 241, 5, 1109.
7. Н. Н. Бахман, И. Н. Лобанов, ФГВ, 1975, 11, 3, 501.
8. P. W. M. Jacobs, H. M. Whitehead. Chem. Rev., 1969, 69, 4, 551.
9. А. Н. Пивень, Н. А. Гречаная, И. И. Чернобыльский. Теплофизические свойства полимерных материалов. Справочник. Киев: Вища школа, 1976.
10. В. И. Одолевский. ЖТФ, 1951, 21, 6.
11. W. A. Rosser, S. H. Inami, H. Wise. AIAA J., 1966, 4, 4633.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ГОРЕНИЕМ

В. И. Головичев

(Новосибирск)

1. Влияние инъекции топлива в донную область обтекаемого тела экспериментально исследовалось достаточно подробно [1] при попытке увеличить давление в этой области и уменьшить тем самым сопротивление тел, движущихся со сверхзвуковыми скоростями. До недавнего времени, однако, не было серьезных попыток теоретического анализа

² $N = 4/\pi d^2 \cdot m_{тз} \cdot \rho/\rho_{тз}$, где $m_{тз}$ — весовая доля иголок в заряде; ρ , $\rho_{тз}$ — плотность заряда с иголками, плотность иголок.