

На рис. 4 в координатах ξ , t_0 показаны области, где критическая энергия зажигания минимальна и не зависит от размера и длительности действия источника. Снижение начальной температуры или повышение энергии активации расширяет границы области (при этом само значение W_* , конечно, растет).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н. К теории искрового воспламенения газовых смесей // ЖФХ.— 1949.— 23, вып. 11.— С. 1361—1374.
2. Вилюнов В. Н. К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР.— 1973.— 208, № 1.— С. 66—70.
3. Вилюнов В. Н., Некрасов Е. А. и др. О закономерностях искрового воспламенения и выхода на стационарный режим горения // ФГВ.— 1976.— 12, № 3.— С. 361—365.
4. Карпов В. П., Малов В. В., Северин Е. С. Исследование критических условий воспламенения околопредельных метановоздушных смесей комбинированным искровым разрядом с варьруемыми характеристиками // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 3—9.
5. Петренко Б. А. Воспламеняемость газов и физические основы электровзрывобезопасности.— М.: Наука, 1989.— 149 с.
6. Kekez M. M., Savic P. Shock waves in spark channels. Pt 1 // 14 Con. int. sur les phenomenes d'ionisation dans les gaz, Grenoble, 9—13 juil., 1979 // J. phys.— 1979.— 40, N 7.— P. 255—256.
7. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных устройств.— М.: Наука, 1980.— 415 с.
8. Tromans P. S., Furzeland R. M. A numerical analysis of the ignition of premixed gases by heat addition // Proc. 10th Int. Colloq. on Dynam. Explos. React. Syst.— Calif., Berkely, 1985.

г. Томск

Поступила в редакцию 30/IX 1992,
после доработки — 15/II 1993

УДК 536.46

С. В. Костин, К. Г. Шкадинский, А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов,
Л. К. Демидова, В. В. Барзыкин

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОРЦЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГОРЕНИИ МАЛОГАЗОВЫХ СОСТАВОВ

Исследована роль тепло- и массопереноса газовым потоком на начальной и конечной стадиях горения заряда малогазового состава. Рассмотрены нестационарные явления, возникающие при развитии и завершении горения состава и связанные со структурой волны горения и условиями газообмена через боковую и торцевую поверхности заряда.

Известно [1, 2 и др.], что на процесс распространения волны горения по малогазовому составу (МГС) существенное влияние оказывают условия тепло- и массообмена с окружающей средой. Зона фильтрации образующегося газа может существенно превосходить область прогрева и охватывать значительную часть горящего пористого состава. Исследованный ранее [3] стационарный режим реализуется при горении промежуточной части достаточно протяженных образцов, когда «забыта» начальная стадия инициирования и формирования установившегося режима горения и сохраняются однородные условия перед распространяющимся фронтом, т. е. в процессе горения практически не меняется исходный состав и не «чувствуется» конец заряда. Изменение условий газообмена в начальной и конечной частях заряда может повлечь за собой увеличение нестационарных — так называемых концевых эффектов

© С. В. Костин, К. Г. Шкадинский, А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов, Л. К. Демидова, В. В. Барзыкин, 1993.

[4]. Исследование этих явлений имеет практическое значение, их учет необходим при разработке конструкций миниатюрных пироэлементов и при изготовлении малогабаритных изделий методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

Цель данной работы — исследование роли тепло- и массопереноса газовым потоком на начальной и конечной стадиях горения МГС, возможности прогноза на феноменологическом уровне протекания нестационарных процессов горения при различных условиях газообмена реагирующего состава с окружающей средой.

Физическая модель

Рассматривается горение цилиндрического заряда МГС, инициируемого с торца поверхностью с постоянной температурой. Горючая смесь состоит из безгазового и газифицирующегося компонентов. Соответственно могут одновременно протекать две реакции первого порядка: 1) превращение безгазового компонента с выделением тепла, 2) превращение летучего (газифицирующегося) компонента либо с выделением, либо с поглощением тепла. Реакции могут различаться кинетическими параметрами. Смесь пористая, по мере протекания реакции пористость возрастает. Газопроницаемость смеси характеризуется коэффициентом фильтрации. Имеет место газообмен через боковую и торцевые поверхности заряда. Уровень газообмена варьируется. Рассматриваются и полностью обтюрированные заряды, т. е. когда сток газа через поверхность невозможен.

Основные допущения: 1) горение сопровождается образованием конденсированного остатка, принимающего форму и размеры исходного заряда, 2) кинетические параметры реакций и коэффициент фильтрации постоянны весь процесс горения, 3) скорости химических реакций превращения безгазового и летучего компонентов не зависят от давления газа, 4) исходный и образующийся газы химически инертны, 5) температура газа и конденсированной фазы в единице элементарного объема совпадают (однотемпературная модель).

Исследование проводилось численным счетом системы уравнений, соответствующей физической модели [3]:

$$\begin{aligned} \frac{d\eta}{dt} &= (1 - \eta) k_1 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \\ \frac{d\chi}{dt} &= (1 - \chi) k_1 \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right), \\ w &= k \frac{\partial p}{\partial x}, \quad p = \rho_3 RT / \mu_3, \\ \pi &= \pi_0 + (1 - \pi_0) (1 - \nu) \chi, \\ \rho_4 &= \rho_3 \pi + \rho_1 (1 - \pi_0) \nu + \rho_2 (1 - \pi_0) (1 - \nu) (1 - \chi), \\ \frac{\partial \rho_4}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 \pi w)}{\partial x} &= -b \rho_3 \pi k (p - p_{\text{вн}}), \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_4 \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (c_3 \rho_3 \pi w T) - b c_3 \rho_3 \pi k (p - p_{\text{вн}}) F, \\ F &= \begin{cases} T & \text{при } p > p_{\text{вн}}, \\ T_{\text{вн}} & \text{при } p < p_{\text{вн}}, \end{cases} \\ H &= [c_3 \rho_3 \pi + c_1 \rho_1 (1 - \pi_0) \nu + c_2 \rho_2 (1 - \pi_0) (1 - \nu) (1 - \chi)] T + \\ &+ Q_1 \rho_1 (1 - \pi_0) \nu (1 - \eta) + Q_2 \rho_2 (1 - \pi_0) (1 - \nu) (1 - \chi). \end{aligned}$$

Начальные условия

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L:$$

$$\pi(x, 0) = \pi_0, \quad \eta(x, 0) = \eta_0, \quad \chi(x, 0) = \chi_0, \quad T(x, 0) = T_0, \quad p(x, 0) = p_0.$$

Граничные условия:

$$\text{при } x = 0 \quad T(0, t) = \text{const}, \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \text{ или } p = p_{\text{вн}};$$

$$\text{при } x = L \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \text{ или } T = T_{\text{вн}}, \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \text{ или } p = p_{\text{вн}}.$$

Здесь x — координата; t — время; T , p — текущие значения температуры и давления; $T_{\text{вн}}$, $p_{\text{вн}}$ — температура и давление внешней среды; η , χ — глубины превращения безгазового и летучего компонентов; ν — доля безгазового компонента [3]; E_1 , E_2 — энергии активации реакций превращения безгазового и летучего компонентов (расчеты выполнены для случая $E_1 = E_2$); w — скорость газа; c_1 , c_2 , c_3 — удельные теплоемкости безгазового, летучего компонентов и газообразного продукта соответственно; ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 , ρ_4 — плотности безгазового и летучего компонентов, газа и всей смеси соответственно; π — пористость; Q_1 , Q_2 — теплоты реакций превращения безгазового и летучего компонентов; k — коэффициент фильтрации; b — коэффициент массообмена; λ_4 — коэффициент теплопроводности смеси компонентов; μ_3 — молекулярная масса газа; L — длина образца.

Обсуждение результатов

При феноменологическом описании результатов исследования нестационарного процесса оправданными, как обычно, приняты параметры структуры стационарной волны горения, скорость ее распространения¹ v_r , температура горения T_r , параметр устойчивости стационарного режима горения $K = d \ln v_r / d T_0 \cdot (T_r - T_0)$, теплофизические параметры исходных компонентов реагирующей смеси и образующегося газа.

На рис. 1 представлена структура стационарной волны горения обтюрированного образца в адиабатических условиях. Безразмерная координата в качестве масштабной величины содержит характерный размер ширины прогретого слоя a/v_* , где a — коэффициент температуропроводности; v_* — стационарная скорость горения обтюрированного образца в адиабатических условиях². Приведен случай эндотермической реакции превращения летучего компонента в зоне прогрева волны горения при экзотермическом превращении безгазового компонента. В общем случае местоположение интенсивного газообразования определяется кинетическими параметрами [3] и в дальнейшем характеризуется параметром $E_1(T_* - T_\phi) / RT_*^2$ (T_* — адиабатическая температура горения в обтюрированном заряде, T_ϕ — температура завершения реакции газообразования). Важную роль в описании структуры волны горения и ее распространения имеет отношение характерных размеров зон спутной фильтра-

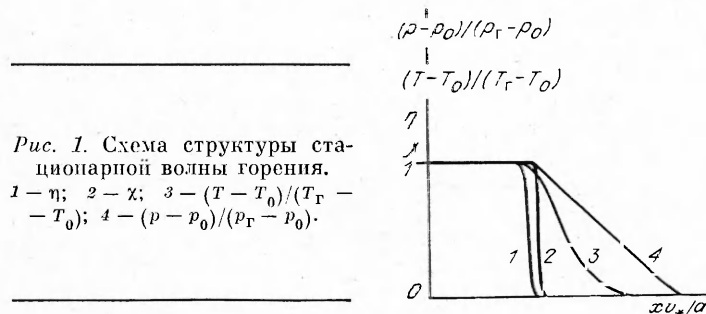


Рис. 1. Схема структуры стационарной волны горения.
1 — η ; 2 — χ ; 3 — $(T - T_0)/(T_r - T_0)$; 4 — $(p - p_0)/(p_r - p_0)$.

¹ За скорость распространения стационарной волны горения при любых условиях тепло- и массообмена v_r принята скорость перемещения границы зоны выгорания безгазового компонента до $\eta = 0,5$.

² Стационарная скорость горения при отсутствии тепло- и массообмена с окружающей средой v_* , как показано ниже, может отличаться от стационарной скорости горения v_r в иных условиях.

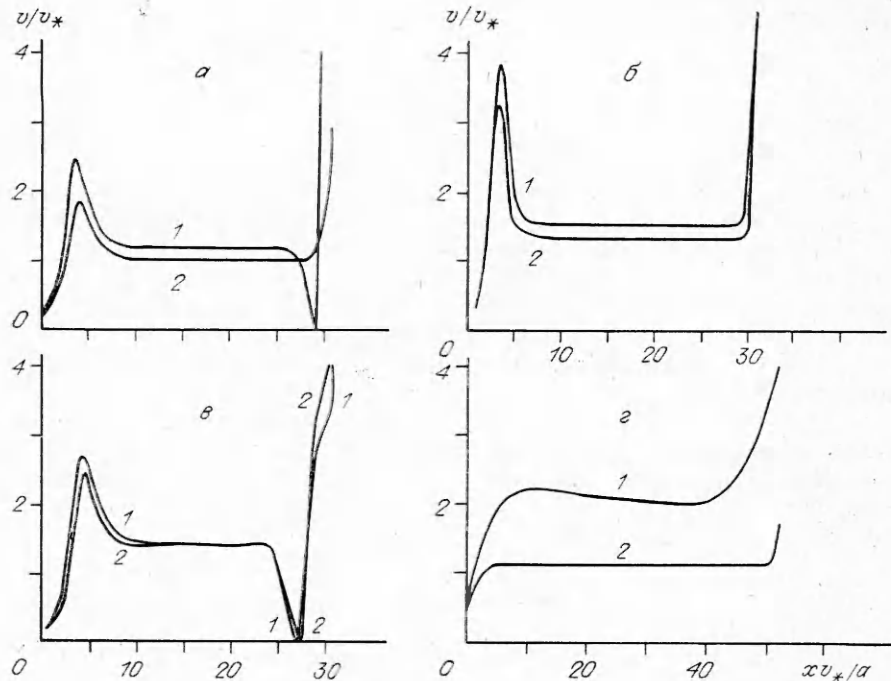


Рис. 2. Изменение скорости горения с координатой; $\pi_0 = 0,25$, $\nu = 0,8$, $\lambda_4 = 0,184$ Дж/(м · с · К), $c_1 = c_2 = 0,54$ кДж/(кг · К), $\rho_1 = \rho_2 = 2,4 \cdot 10^3$ кг/м³ (а — в) и $\rho_1 = 2 \cdot 10^3$, $\rho_2 = 10^4$ кг/м³ (г). $Q_1 = 2095$ (а — в) и 3771 кДж/кг (г), $Q_2 = -209,5$ кДж/кг (эндотермика), $E_1 = E_2 = 183,1$ (а — в) и $83,8$ кДж/моль (г), $E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 = 2,6$ (а, б), 0 (в) и $0,1$ (г), $lv_*/a = 10$ (б), 50 (в) и 254 (г).

а) 1 — $lv_*/a = 10$, $h = 1,7 \cdot 10^{-5}$ м/(с · атм), 2 — $lv_*/a = 0$, $h = 0$, $T_* = 3322$ К; б) $(p_r - p_0)/(p_* - p_0) = 0,002$ (1) и $0,2$ (2); в) 1 — обтюрация, $b = 0$, $dp/dx = 0$ при $x = 0$ и $x = L$, 2 — сброс газа через торцевую поверхность заряда в начале заряда, $b = 0$, $p = p_{вн} = 1$ атм при $x = 0$, $dp/dx = 0$ при $x = L$; г) 1 — сброс газа через торцевую поверхность в конце заряда, $b = 0$, $dp/dx = 0$ при $x = 0$, $p = p_{вн} = 1,4$ атм при $x = L$, 2 — поверхность заряда полностью открыта, $b = 560$ 1/см², $p = p_{вн} = 1,4$ атм при $x = 0$ и $x = L$.

ции l и прогреваемого слоя a/v_r (в обтюрированном заряде $l = k(p_r - p_0)/v_r$ [2], p_r и p_0 — давление газа в зоне горения и исходной смеси соответственно). Как показано в [2] (на примере узкой зоны реакции), конвективный перенос тепла фильтрационным потоком не приводит к изменению температурного профиля в волне прогрева и не влияет на скорость фронта реакции при отсутствии газообмена с внешней средой. Структура стационарной волны горения при наличии газообмена и некоторые особенности ее распространения обсуждены в [3].

Теперь последовательно рассмотрим нестационарные эффекты при развитии горения МГС после его инициирования накаленной поверхностью и при завершении горения в конце цилиндрического заряда.

Начало распространения фронта реакции сопровождается ростом в нем давления газа, увеличением ширины зоны спутной фильтрации и снижением максимума скорости спутной фильтрации. Последний в обтюрированном образце по мере выхода волны горения на стационарный режим приближается к текущему значению скорости горения.

На рис. 2 представлены графики изменения безразмерной скорости распространения волны горения. В качестве масштабных величин взяты стационарная скорость волны горения v_* и характерный размер ширины прогреваемого слоя при горении обтюрированного образца в адиабатических условиях. Начало процесса горения существенным образом зависит от отношения размеров характерных зон спутной фильтрации и прогреваемого слоя, соответствующих стационарному режиму горения. Увеличение параметра lv_*/a (рис. 2, а) за счет увеличения коэффициента фильтрации k приводит к росту максимального значения v/v_* и затяжному выходу

на стационарный режим, что можно объяснить длительным формированием зоны фильтрации. В обтюрированном образце скорость спутной фильтрации газа во фронте экзотермической реакции превращения монотонно снижается к текущей скорости распространения фронта реакции. Такое развитие процесса имеет место как при совпадении ($E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 = 0$), так и отличии ($E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 > 0$) положения зон реакции превращения безгазового и летучего компонентов. При $lv_r/a \sim 1$ фильтрация образующегося газа практически не влияет на скорость горения в переходном процессе даже при относительно высокой теплоемкости и плотности газообразного продукта. Например, при увеличении lv_r/a от нуля до 1,6 она изменилась не более чем на 0,5% (при $K = 3$, $c_1 = c_2$, $\rho_1 = \rho_2$, $\nu = 0,8$).

Увеличение газообмена через боковую поверхность в случае протекания реакции газообразования перед зоной превращения безгазового компонента ($E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 > 0$) приводит к росту максимального значения v и ее стационарной величины (рис. 2, б). При совпадении зон реакций превращения безгазового и летучего компонентов увеличение газообмена приводит лишь к пренебрежимо малому изменению v . Повышение скорости и температуры горения вместе с газообменом при отсутствии зависимости скоростей реакций от давления газа при $E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 > 0$ можно объяснить снижением затрат выделяющегося тепла на прогрев вещества перед зоной экзотермического реагирования безгазового компонента. При $E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2 = 0$ (и первом порядке реакций) эффект минимален в связи с узостью зон реакций и, следовательно, малого изменения температуры вещества в этой зоне.

Сброс образующегося газа через торцевую поверхность в начале заряда несколько снижает отклонение v от v_* и ускоряет выход на стационарный режим (рис. 2, в). В наибольшей степени это проявляется при больших значениях lv_r/a и совпадении зон экзотермической реакции и газообразования ($T_* = T_\Phi$). При увеличении параметра $E_1(T_* - T_\Phi)/RT_*^2$ отмеченный эффект снижается и при газификации в зоне прогрева практически не существует.

Завершение горения в конце заряда МГС также обычно сопровождается нестационарными эффектами, которые, как показано ниже, зависят от структуры волны горения и условий тепло- и массообмена с окружающей средой.

На рис. 2, а представлены зависимости изменения скорости горения с координатой для обтюрированного образца в адиабатических условиях. При отсутствии фильтрации газа ($k = 0$, $lv_r/a = 0$) характер изменения скорости фронта (кривая 2) такой же, как и для безгазовых составов. Подъем температуры и скорости горения в конце заряда вызывается в этом случае наличием запаса тепла в зоне прогрева перед фронтом реакции и отсутствием стока тепла в окружающую среду. Однако если имеет место спутная фильтрация газа ($k > 0$) и ширина зоны спутной фильтрации превосходит ширину прогретого слоя ($lv_r/a > 1$), то вспянке в конце заряда предшествует депрессия горения (кривая 1). При этом нарастает давление газа сверх максимального значения, соответствующего стационарной волне горения. «Избыточная», относительно холодная масса газа, прежде находившаяся в зоне спутной фильтрации, а затем вследствие отсутствия стока оказавшаяся в зоне реакции, забирает часть тепла и тем самым снижает температуру и скорость горения. При достаточно большой скорости газоотвода через боковую поверхность масса газа в зоне спутной фильтрации и относительная ширина зоны фильтрации снижаются настолько, что, как показали расчеты, депрессии горения в конце заряда не наблюдается.

Сброс образующегося газа через торцевую поверхность в конце заряда увеличивает скорость его догорания (рис. 2, г, кривая 1). При большой скорости газоотвода через боковую поверхность этот эффект может существенно снизиться, и для рассматриваемого здесь случая ско-

рость горения в конце заряда парастает практически только из-за отсутствия теплообмена на торцевой поверхности ($\frac{\partial T}{\partial x} = 0$). Расчет проведен для короткого заряда, и горение (см. рис. 2, г, кривая 1) не вышло на стационарный режим (согласно расчету сильно меняется давление в зоне горения и ширина зоны спутной фильтрации газа), ввиду чего скорость горения на всем протяжении превышает стационарную.

Выводы

Рассмотрены характерные нестационарные явления, имеющие место при развитии и завершении горения МГС и связанные со структурой волны горения и условиями тепло- и массообмена через боковую и торцевую поверхности заряда.

Показано, что максимальное значение нестационарной скорости горения и длительность выхода на установившийся режим увеличиваются при наличии спутной фильтрации газа. Максимальное значение нестационарной скорости горения в переходном процессе снижается при газоотводе через торцевую поверхность в начале образца (при газообразовании в зоне ведущей экзотермической реакции). Скорость горения при газоотводе через боковую поверхность (если газообразование происходит в зоне прогрева) возрастает.

Скорость горения перед газонепроницаемой торцевой поверхностью уменьшается и парастает при наличии сброса газа спутного потока в конце заряда. Проявления нестационарных эффектов при завершении горения ослабевают с увеличением газоотвода через боковую поверхность.

Прогнозирование конечных нестационарных явлений возможно при знании условий тепло- и массообмена с окружающей средой, соотношения ширины зоны спутной фильтрации газа и зоны прогрева в волне горения ($lv_r/a \geq 1$), параметра устойчивости стационарного режима горения K , отношения теплоемкостей газообразного продукта и исходных конденсированных компонентов с учетом их доли в смеси $j = \frac{c_3 \rho_2 (1 - v)}{[c_1 \rho_1 v + c_2 \rho_2 (1 - v)]}$. Рост величин lv_r/a , K и j приводит к усилению конечных эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щербаков В. А., Сычев А. Е., Штейнберг А. С. Макрокинетика дегазации в процессе СВС // ФГВ.— 1986.— 22, № 4.— С. 55—61.
2. Алдушин А. П. Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах.— М.: Наука, 1988.
3. Шкадинский К. Г., Струвина А. Г. и др. Математическое моделирование горения пористых малогазовых составов // ФГВ.— 1991.— 27, № 5.— С. 84—91.
4. Вспомогательные системы ракетно-космической техники/Под ред. И. В. Тишущина.— М.: Мир, 1970.

п. Черноголовка

*Поступила в редакцию 13/VIII 1992,
после доработки — 23/X 1992*

УДК 614.841.12

Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, В. Г. Шамонин, С. Г. Цариченко

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ НОРМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ МЕТАНО- И ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ОТ ДАВЛЕНИЯ И СОСТАВА

Численными методами исследована зависимость нормальной скорости горения метано- и водородно-воздушных смесей от давления в диапазоне от 0,005 до 2,0 МПа и состава. Найдено, что чем ближе горючая смесь по своему составу к околопредельной, тем ниже величина барического показателя нормальной скорости горения. Показано, что химические реакции в предпламенной зоне не оказывают существенного влияния на нормальную скорость горения бедной метановоздушной смеси.

© Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, В. Г. Шамонин, С. Г. Цариченко, 1993.