

стицы продуктами реакции. Дополнительное тепловыделение за счет кристаллизации улетающих окислов [6] не оказывает существенного влияния на горение частицы при температурах, значительно больших температуры их кристаллизации. Это связано со значительным расстоянием между частицей и зоной конденсации. По мере снижения T зона конденсации приближается к реагирующей поверхности, и когда расстояние уменьшается до размеров пограничного слоя, тепловой баланс частицы резко изменяется, что может привести к вторичному воспламенению.

Выдвинута гипотеза, согласно которой вспышка происходит в результате резкого изменения реакционной способности молекул кислорода, возбужденных при взаимодействии с электронами, вылетающими с поверхности частицы в момент кристаллизации (явление экзоэмиссии). Указанные причины не связаны с химизмом процесса и, следовательно, должны носить универсальный характер, по крайней мере для частиц металлов, для которых характерен гетерогенный механизм горения. Таким образом, для исследования многостадийного горения необходимо расширить номенклатуру изучаемых металлов.

Следует отметить, что использование генератора, позволяющего легко получать статистические ансамбли идентичных металлических частиц, позволяет резко интенсифицировать экспериментальную часть исследования процессов горения.

В заключение авторы выражают благодарность В. Г. Шевчуку за ценные замечания, высказанные при обсуждении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Суелов А. В., Дрейзин Э. Л. // Тез. докл. I Всесоюз. конф. «Физика и техника монодисперсных систем». — М.: Изд-во МЭИ, 1988.
2. Суелов А. В., Дрейзин Э. Л. // Материалы семинара «Электрокаплевая технология в реализации программы «Интенсификация-90». — Л., 1989.
3. Rudenberg R. Elektrische Schaltvorgänge. — Berlin; Heidenberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1974.
4. Macek A., Semple J. // AIAA 5th Propulsion Joint Specialist Conf. — Colorado, 1969.
5. Похил П. Ф., Беляев А. В., Фролов Ю. В. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. — М.: Наука, 1972.
6. Лукин А. Я., Степанов А. М. ФГВ, 1983, 19, 3.

г. Одесса

Поступила в редакцию 14/III 1989,
после доработки — 30/V 1989

УДК 536.46

Л. К. Гусаченко

ДЕЙСТВИЕ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ НА СОБСТВЕННЫЕ ЛОКАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

На двух простейших моделях показано, каким образом хаотические локальные пульсации скорости горения твердого топлива (ТТ) под действием колебаний давления могут стать когерентными.

Возможность подобной синхронизации пульсаций впервые упомянута в [1]. Сами пульсации скорости горения локальных участков поверхности ТТ могут быть вызваны при $p = \text{const}$ для смесового ТТ неомогенностью состава [2], для баллистита (и вообще квазигомогенного ТТ) накоплением и периодическим сбросом с горячей поверхности труднолетучих компонентов [3]. Хаотичность при $p = \text{const}$ обеспечивается для

смесового ТТ технологией изготовления, для баллиститов можно представить (см. ниже) некие «разупорядочивающие» процессы на поверхности. Переход от хаоса к организации за счет глобального нелинейного воздействия — один из эффектов синергетики [4].

1. Рассмотрим смешанное ТТ, содержащее быстрогорящую матрицу и инертную добавку. В [5] экспериментально показано, что если матрица содержит катализатор, то частицы металла и даже окислителя могут в ней вести себя как инертные (т. е. на скорость горения ТТ влияет не природа вещества частиц, а только способность их отводить тепло из κ -фазы матрицы). Разумеется, такая ситуация возможна только, если ведущая стадия расположена в κ -фазе матрицы и если можно пренебречь твердофазным химическим взаимодействием матрицы и частиц добавки. Горение в такой системе распространяется по прослойкам матрицы переменной толщины и сложной формы между «инертными» частицами. За счет зависящего от толщины и формы прослойки теплоотвода в частицы скорость выгорания прослоек тоже переменная. Она максимальна в карманах (утолщениях прослоек матрицы) между несколькими (минимум четырьмя) частицами. Можно представить себе некие кривые линии — пути распространения пламени, соединяющие карманы по наиболее широким проходам между ними. Наиболее узкие прослойки между путями распространения догорают позже и не влияют на скорость распространения пламени вдоль упомянутых путей. Пренебрежем пересечениями отдельных линий. Иначе говоря, распространение пламени вдоль каждой линии считаем независимым от ситуации на прочих линиях. Далее положим, что толщина h прослойки вдоль каждой кривой линии есть периодическая функция ее длины x :

$$h/h_0 = 1 + |\Delta h/h_0| \sin(\varphi + 2\pi x/a). \quad (1)$$

Некоторым оправданием служат исследования [6], обнаружившие в высоконаполненных смесях локальный «ближний порядок», аналогичный таковому в молекулярной структуре жидкостей. Глобального же порядка в реальных системах нет, его привнесение в модель создает глобальную неизотропность и сужает область применимости модели (например, [7]). Чтобы избежать такой опасности, представим себе, что к поверхности ТТ подвешены одинаковые линии и затем проведено разупорядочение: линии сдвинуты случайным образом по нормали к поверхности и затем еще случайным же образом искривлены (рис. 1). Такое ТТ при $p = \text{const}$ имеет на поверхности хаотические локальные пульсации скорости горения (и поверхность тоже хаотически искривлена).

Рассмотрим горение вдоль одной линии. Можно ожидать, что его скорость u будет зависеть от соотношения времени сгорания прогретого (без теплоотвода вбок) слоя $t_1 \sim \kappa/u^2$ и времени поперечного прогрева толщины h матричной прослойки $t_2 \sim h^2/\kappa$:

$$t_2/t_1 = (uh/\kappa)^2, \quad u/u_m = z(t_2/t_1). \quad (2)$$

Здесь κ — температуропроводность матрицы; u_m — скорость горения ТТ без частиц (чистой матрицы). Типичная зависимость (2) имеет вид ступеньки. Верхняя ее полка ($u/u_0 \approx 1$ при $uh/\kappa > 1$) отражает тот факт, что теплопотери вбок несущественны для прослоек, широких по сравнению с толщиной продольного прогретого слоя. Нижняя полка ($u/u_0 \approx \text{const} < 1$ при $uh/\kappa \ll 1$) описывает горение ТТ с тонкодисперсной инертной добавкой. Согласно [5, 8], в этом режиме действие инертной добавки может быть эквивалентно понижению начальной температуры T_0 . (Заметим, что могут быть и другие механизмы действия инертной добавки, например, поглощение ею активных центров в κ -фазе. Возможен даже противоположный эффект [9].) Для описания перехода между полками следовало бы учесть неоднородность [10] и нестационарность тепловой картины, тепловое влияние газовой фазы на частицы, которые «высовываются» из поверхности. Другой путь состоит в аппроксимации

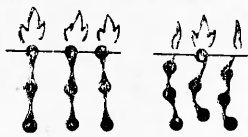


Рис. 1. Схема ТТ с «линиями распространения пламени».

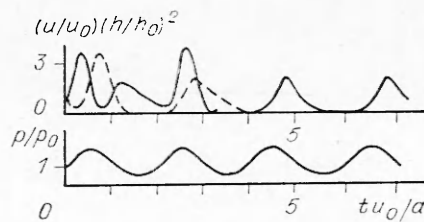


Рис. 2. Изменение газоприхода от двух «линий распространения пламени». $\nu = 0,5$, $|\Delta p/p| = 0,75$, $B_1 = 0,1$, $na/u_0 = 0,5$ (сплошная линия — $\varphi = 0$, штриховая — $\varphi = \pi$).

(2) выражением с коэффициентами согласования. Например, в [5] использовано (для некоторой средней толщины h) соотношение

$$z = u/u_m = 1 - \text{const}_1 (1 - \exp(-\text{const}_2/uh)). \quad (3)$$

Эта аппроксимация позволила описать широкий набор «стационарных» экспериментов. Правда, в [5] аналитический вид (3) получен из физики, но для этого пришлось принять идеализацию, вызывающую гораздо больше сомнений, чем откровенная аппроксимация с использованием элементов анализа размерностей. Поскольку ставится цель лишь продемонстрировать возможный механизм синхронизации, вместо (3) достаточно более простая аппроксимация

$$u/u_m = \exp(-\text{const}/uh),$$

которую удобно представить в виде

$$z = \exp(-B/z), \quad B = B_1 (h_0/h) (u_0/u_m). \quad (4)$$

При $B > B^* = 1/e$ (4) имеет только нулевое решение для z . При $B < B^*$ появляются еще два решения $z > z^* = 1/e$, из которых реализуется большее. Закон горения чистой матрицы при переменном давлении возьмем в виде

$$u_m = u_0 (p/p_0)^\nu, \quad p/p_0 = 1 + |\Delta p/p_0| \sin(2\pi nt). \quad (5)$$

Добавив связь

$$dx/dt = u, \quad x(0) = 0, \quad (6)$$

получим замкнутую систему (1), (4)–(6). В ней x — путь распространения пламени вдоль рассматриваемой линии, индивидуальность которой задается начальным сдвигом φ в (1). На рис. 2 приведены результаты расчета относительного газоприхода $D = uh^2/u_0 h_0^2$ при $\nu = 0,5$, $|\Delta p/p| = |\Delta h/h| = 0,75$, $B_1 = 0,1$, $na/u_0 = 0,5$ для линий, имевших до начала горения сдвиг $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. Расчеты и при любых других φ показывают полную синхронизацию газовыделения на всех линиях за несколько периодов. По-видимому, для использованного набора параметров $n = u_0/2a$ есть собственная частота системы. При отличных от нее частотах колебаний давления уже нет полной синхронизации линий, и средний газоприход с единицы поверхности рассчитывался как среднее арифметическое газоприходов от 25 линий, сдвинутых на $2\pi i/25$ ($0 \leq i \leq 24$). Характер установившихся колебаний показан на рис. 3. Видно, что максимальная амплитуда общего газовыделения образца с принятой упрощенной моделью горения практически не зависит от частоты. Нарушение синхронизации приводит здесь только к усложнению зависимости общего газовыделения от времени.

2. Рассмотрим упрощенную модель горения ТТ с накоплением углеродистого каркаса на поверхности и с периодическим его срывом. Допустим, что после газификации летучих и вплоть до очередного отрыва

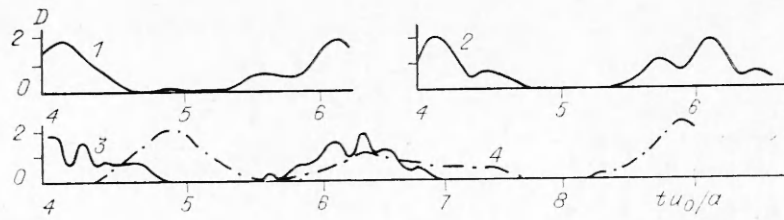


Рис. 3. Изменение общего газоприхода с поверхности ТТ при $v = 0,5$, $|\Delta p/p| = 0,75$, $B_1 = 0,1$ при частотах n колебаний p , отличающихся от собственной частоты состава.
 na/u_0 : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 1/4.

элементы каркаса не деформируются. Тогда скорость утолщения слоя x_k каркаса равна линейной скорости газификации летучих:

$$dx_k/dt = u. \quad (7)$$

По аналогии с [11] полагаем, что отрыв происходит тогда и там, когда и где локальная прочность каркаса, зависящая от его местной температуры как $\exp(E/RT)$, становится меньше отрывающей силы, создаваемой фильтрацией газа сквозь каркас. Для фильтрации используем закон Фика в виде $-dp/dx \sim v \sim mT/p$, тогда условие прочности в сечении $0 < x < x_k$

$$\text{const } e^{E/RT} > \frac{m}{p} \int_x^{x_k} T dx. \quad (8)$$

В выводе (8) не учитывалось малое относительное изменение p на толщине каркаса.

При $p = \text{const}$ малая неоднородность ТТ приводит к тому, что очередной отрыв каркаса происходит не одновременно по всей поверхности. Вблизи границы с участком, на котором только что оторвалась часть слоя, неоднородность фильтрации (рис. 4, а) уменьшает отрывающее усилие и, значит, еще задерживает отрыв и без того запоздавшего участка (рис. 4, б). Таким образом, процесс с синхронными отрывами может оказаться неустойчивым (однако следует иметь в виду, что чисто механические связи каркаса вдоль поверхности горения могут, наоборот, способствовать синхронизации).

Рассмотрим ситуацию, когда на поверхности ТТ хаотически распределены участки каркаса с разным временем жизни после очередного отрыва. На рис. 4 видно, что от взаимодействия участков могут возникнуть несколько меняющиеся при очередном отрыве каркаса границы между ними, но практически не зависит условие (и время) следующего отрыва, которое выполнится в первую очередь в центре участка, где применимо одномерное условие прочности (8). Выясним характер горения вдоль оси одного участка.

Пусть ТТ содержит частицы катализатора или металла, которые после газификации окружающего их летучего компонента остаются на углеродистом каркасе (такое явление описано, например, в [12]). Полагаем, что на частицах идет экзотермическая реакция в диффузионном режиме и что вплоть до отрыва и уноса каркаса агрегацией частиц на нем можно пренебречь. Тогда тепловыделение оказывается равномерным распределенным по каркасному слою с некоторой объемной плотностью Q_m [кал/(см³·с)]. Если еще пренебречь теплом, поступающим в каркасный слой из газовой фазы, и считать этот слой всюду однородным

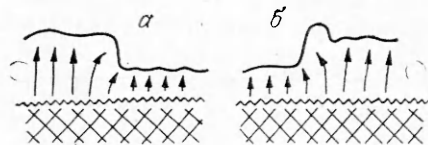


Рис. 4. Влияние неоднородности фильтрации на изменение во времени границ участков с различным временем отрыва каркаса.

В тепловом отношении, то распределение температуры по его толщине должно быть параболическим:

$$T = T_K(t) - C(t) [x_K(t) - x]^2. \quad (9)$$

$C(t)$ найдем из теплового баланса на границе к-фазы и каркаса:

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \lambda_K \frac{\partial T}{\partial x} &= 2\lambda_K x_K C = mc \left(T_s - T_0 - \frac{Q}{c} \right), \quad C = \\ &= \frac{m(t)}{x_K(t)} \frac{c}{2\lambda_K} \left(T_s - T_0 - \frac{Q}{c} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где Q — тепловой эффект газификации. В (9), (10) использовано предположение о квазистационарности тепловой картины в к-фазе и каркасе, что справедливо при достаточно медленном изменении давления. Для температуры газификации летучих примем $T_s = \text{const}$, тогда из (9), (10) следует

$$T_K - T_s = mx_K (c/2\lambda_K) (T_s - T_0 - Q/c). \quad (11)$$

Баланс тепла для всего каркасного слоя дает (с использованием (9))

$$Q_M x_K - mc \left(T_s - T_0 - \frac{Q}{c} \right) = \frac{d}{dt} c_K \rho_K \int_0^{x_K} T(x, t) dx = c_K \rho_K \frac{d}{dx} [x_K (2T_K - T_s)]. \quad (12)$$

Обозначим

$$\begin{aligned} \frac{T_K - T_s}{T_s - T_0 - Q/c} &= \Theta, \quad \frac{T_s}{T_s - T_0 - Q/c} = \Theta_s, \quad \frac{m}{m_M} = \mu, \quad \frac{x_K}{x_M} = \xi, \\ \frac{t}{t_M} &= \tau, \quad \frac{T}{T_K} = y, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{RT_s} &= \alpha, \quad \frac{c_K \rho_K}{c \rho_T} = b, \quad m_M = \sqrt{\frac{2Q_M \lambda_K / c^2}{T_s - T_0 - Q/c}}, \quad x_M = \\ &= \frac{2\lambda_K}{cm_M}, \quad t_M = \frac{x_M \rho_T}{m_M} = \frac{c \rho_T \left(T_s - T_0 - \frac{Q}{c} \right)}{Q_M}. \end{aligned}$$

Здесь ρ_T — плотность топлива. Тогда (7), (11), (12) примут вид

$$d\xi/d\tau = \mu, \quad \mu\xi = \Theta, \quad \xi - \mu = 2b \frac{d}{d\tau} \left[\xi \left(\Theta + \frac{3}{2} \Theta_s \right) \right]. \quad (14)$$

В дальнейшем полагаем $b = 1$.

Условие отрыва геометрически есть условие касания графиков правой и левой частей (8), построенных в зависимости от x . С учетом (9) — (14) это дает

$$\begin{aligned} e^{A/y} &= C_1 \frac{A^{-3/2} (2+y) \sqrt{\mu\xi(1-y)}}{1 + |\Delta p/p| \sin(2\pi N\tau)}, \\ A = \frac{E}{RT_K} &= \frac{\alpha}{1 + \mu\xi/\Theta_s}, \quad y = 1 - \frac{3}{2} \frac{y^3}{A(2+y)}, \quad C_1 = \text{const}. \end{aligned} \quad (15)$$

Скобка в знаменателе (15) показывает относительное изменение давления. Величина y имеет смысл T/T_K , где T — температура в месте отрыва. С учетом (9) скачкообразное изменение толщины каркасного слоя при отрыве находится из формулы

$$x/x_K = 1 - \sqrt{(1-y)(1 + \Theta_s/\mu\xi)}. \quad (16)$$

На рис. 5 приведены результаты расчета по (14) — (16). Вначале при $|\Delta p/p| = 0$ для взятых наугад начальных условий ξ_0, μ_0 проведен расчет до получения установившихся колебаний, период которых $\Delta\tau = 7$. Затем для $|\Delta p/p| = 0,75, N = 1/\Delta\tau = 1/7$ сделаны два расчета, начальные

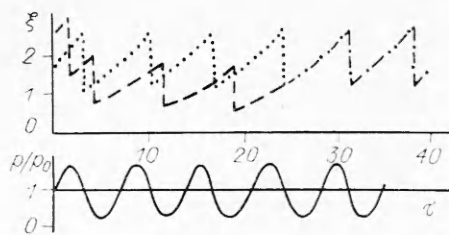


Рис. 5. Изменение толщины каркасного слоя для двух участков поверхности; $C_1 = 5000$, $\alpha = 7$, $\Theta_s = 2$, $|\Delta p/p| = 0,75$, $N = 1,7$; (пунктирная линия — $\xi_0 = 1,84$, $\mu_0 = 0,20$; штриховая — $\xi_0 = 2,67$, $\mu_0 = 0,25$).

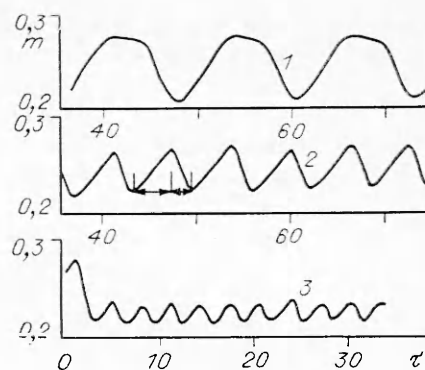


Рис. 6. Колебания средней по поверхности скорости газообразования; $C_1 = 5000$, $\alpha = 8$, $\Theta_s = 2$, $|\Delta p/p| = 0,75$. При $|\Delta p/p| = 0$ частота отрывов на локальном участке $N = 0,1576$; $N = 0,0788$ (1), $0,1576$ (2) и $0,3153$ (3).

значения взяты из расчета при $|\Delta p/p| = 0$ для моментов τ , отличающихся примерно на полпериода. Синхронизация достигнута через 5 периодов. Колебания, связанные с отрывом каркаса отдельных участков поверхности ТТ, независимо горящих по описанной выше модели, становятся когерентными, если частота колебаний давления совпадает с собственной частотой (отрывов локального участка при $p = \text{const}$). При иных частотах изменения давления синхронизации процессов на поверхности нет.

На рис. 6 показана зависимость от времени средней по поверхности безразмерной скорости газообразования. Величина m вычислялась как среднее арифметическое результатов расчетов для 25 независимо горящих локальных участков с начальными значениями μ , ξ , равномерно распределенными по фазе собственных (при $p = \text{const}$) колебаний локального участка (в частности, при $|\Delta p/p| = 0$ среднее значение m меняется во времени лишь в четвертом знаке, так что 25 участков достаточно). Видно, что в рассмотренной модели увеличение частоты колебаний давления при $|\Delta p/p| = \text{const}$ просто ведет к уменьшению $|\Delta m/m|$, причем переход через собственную частоту, сопровождающийся синхронизацией картины на различных участках поверхности, не дал характерных особенностей в колебаниях средней скорости газообразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Светличный И. Б., Марголин А. Д., Похил П. Ф. ФГВ, 1971, 7, 2.
2. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Мысов В. Г. и др. ФГВ, 1975, 11, 3.
3. Максимов Э. И. ЖФХ, 1963, 37, 5.
4. Пригожин И. От существующего к возникающему.— М.: Наука, 1985.
5. Новиков С. С., Потулов В. Ю., Чуйко С. В. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1977.
6. Gurland J. // Plances proc./Ed. by F. Benesovsky.— Vienna, 1962.
7. King M. AIAA Paper, 78—216.
8. Зельдович Я. В., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1967.
9. Бахман И. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем.— М.: Наука, 1967.
10. Рыбанин С. С. Неоднородная теория горения макрогетерогенных систем: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук.— Черногоровка, 1988.
11. Зырянов В. Я. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1988.
12. Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 3.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 27/VII 1989