

преимущественно за счет конвекции. Что касается подложки, то в зависимости от условий она может служить либо стоком тепла, либо теплопроводящим элементом, по которому тепло от факела пламени подводится к свежей пленке полимера.

Результаты опытов настоящей работы показывают, что критерий (1) применим также к горению плоских слоев ПММА на подложках. Если суммировать данные табл. 1—3, то при изменении плотности слоя ПММА, а также теплопроводности и толщины подложки величина $\Delta_{кр}$ меняется в 6,2 раза, $w_{кр}$ — в 12 раз, $u_{кр}$ — в 14,7 раза, а величина A — только в 2 раза. Абсолютная величина A для плоских слоев ПММА лежит в пределах $(0,8 \div 1,6) \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), что хорошо согласуется со значением $A = (0,7 \div 1,1) \cdot 10^{-4}$ г/(см·с) для пленок ПММА на медных проволоках и стеклянных нитях [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Алдабаев, Н. Н. Бахман, Б. Н. Кондриков и др. Докл. АН СССР, 1978, 241, 5, 1109.
2. N. N. Bakhman, L. I. Aldabaev, B. N. Kondrikov, V. A. Filippov. Combust. Flame, 1981, 41, 4, 35.
3. В. И. Оделевский. ЖТФ, 1951, 21, 6.
4. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Изд. 2. М.: Энергия, 1978.
5. P. Andersen, B. Sundqvist. J. Polym. Sci., Polym. Physics Ed., 1975, 13, 2, 243.
6. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский. Справочник по теплопередаче. Л.—М.: Госэнергоиздат, 1959.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.

УДК 536.46

НЕОДНОМЕРНОЕ ГОРЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

*В. А. Вольперт, А. В. Дворянкин, А. Г. Струнина
(Черноголовка)*

При изучении горения конденсированных систем обнаружены [1] спиновые режимы распространения волны: локализованная в очаге химическая реакция распространялась вдоль боковой поверхности цилиндрического образца по спирали. Эта работа положила начало подробным теоретическим [2—6] и экспериментальным [7—9] исследованиям неоднородных режимов горения конденсированных систем, в частности изучению влияния геометрии образца на вид режимов горения.

Первая часть настоящей работы посвящена теоретическому анализу неоднородных режимов горения образцов прямоугольного сечения, проводимому методами теории бифуркаций. Во второй части приведены результаты экспериментального исследования нестационарных режимов горения прессованных образцов прямоугольного сечения из реакционноспособных составов на модели железозиркониевых термитов различной калорийности и плотности запрессовки (ср. [9]). Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов.

Для математического описания неоднородных режимов распространения волны горения рассмотрим записанную в безразмерном виде задачу

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} = a_k \Delta u_k + f_k(u_1, \dots, u_m; \mu) \quad (k = 1, \dots, m), \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial \xi} (t, z, \xi, \eta) \Big|_{\xi=0}^{\xi=L} = \frac{\partial u_k}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0}^{\eta=l} = 0. \quad (2)$$

Проводимые рассмотрения не используют конкретный вид функций f_k . Полученные результаты могут относиться к различным физическим процессам. При $k=1$ (1) является уравнением теплопроводности (a_1 — коэффициент температуропроводности) с химическим источником тепла f_1 ; при $k=2, 3, \dots, m$ уравнения описывают процессы диффузии и протекания химических реакций; μ — характерный для задачи (1), (2) безразмерный параметр.

Задача рассматривается в неограниченной области прямоугольного сечения размером $L \times l$, z — осевая координата, ξ, η — координаты в сечении, $0 \leq \xi \leq L, 0 \leq \eta \leq l$, Δ — оператор Лапласа, t — время.

Предполагается, что задача (1) имеет решение в виде плоской (одномерной) бегущей волны $\bar{u}(x)$, $x = z - \bar{c}t$, где \bar{c} — скорость волны вдоль оси образца, устойчивость которой зависит от величины параметра μ . При значениях μ , меньших некоторого критического значения параметра μ_0 , плоская волна устойчива, а при $\mu > \mu_0$ неустойчива, причем устойчивость при $\mu = \mu_0$ теряется колебательным образом по отношению к пространственным возмущениям с волновым числом s . (Составляющую собственной функции вдоль оси образца будем обозначать через $\theta_k(x)$.)

Применяемый нами подход состоит в том, чтобы в движущейся вдоль оси образца со скоростью s системе координат, связанной с фронтом изучаемого режима, искать периодические по времени решения задачи (1), (2). Отметим, что наряду с профилями температуры и концентраций не известны в задаче также средняя скорость волны вдоль оси образца s и частота колебаний ω . Удобно сделать замену переменных $\tau = t\omega$.

Периодические режимы, появляющиеся при потере устойчивости плоской волны и близкие к ней, могут быть представлены в виде ряда по степеням некоторого малого параметра α , связанного с μ и характеризующего величину отличия искомого режима от плоской волны W_k ($k=1, 2, \dots, m$). При этом s и ω также находятся в виде рядов по степеням α и коэффициенты этих разложений могут быть последовательно определены. Не останавливаясь на обосновании возможности представления решения в виде рядов (см. [5]), укажем вид старшего члена W_k^0 разложения W_k по α

$$W_k^0 = \operatorname{Re} [\theta_k(x) \exp(i\tau)] \cos(\pi\xi N/L) \cos(\pi\eta M/l). \quad (3)$$

Здесь натуральные числа N и M и размеры сечения L и l таковы, что

$$(\pi N/L)^2 + (\pi M/l)^2 = s^2. \quad (4)$$

Оказывается, что описание неодномерных режимов по старшему члену (3), априори пригодное при малых α , хорошо отражает основные черты развитого процесса. Проследим за движением максимумов температуры W_1^0 , считая, что они указывают положение очага горения. Заметим, что максимумы W_1^0 совпадают с максимумами функции $\varphi(\xi, \eta) = \cos(\pi\xi N/L) \cos(\pi\eta M/l)$ при $\operatorname{Re} [\theta_1(x) \exp(i\tau)] > 0$ и с минимумами $\varphi(\xi, \eta)$ при $\operatorname{Re} [\theta_1 \exp(i\tau)] < 0$. Поскольку знак $\operatorname{Re} [\theta_1 \exp(i\tau)]$ периодически меняется, в исходных координатах (t, z, ξ, η) будут наблюдаться движение фронта вдоль образца со средней скоростью s и одновременный переход очагов в сечении образца из положений максимумов $\varphi(\xi, \eta)$ в положения минимумов и обратно. Вид режимов и количество очагов зависят от величин N и M и, следовательно, от размеров сечения L и l .

Как видно из (3), для неоднородных режимов характерны проскоки очагов вдоль ребер и граней, их раздвоения, переходы в новые положения поперек граней и слияния. Движение очагов реакции в случае $M = N = 2$ показано на рис. 1. Неодномерное горение, аналогичное схематично представленному на рис. 1, получено при горении железациркониевого термита 72%-ного разбавления (степень разбавления исходного стехиометрического состава продуктами реакции), спрессованного в виде образца прямоугольного сечения. На рис. 2 представлены отдельные кинокадры процесса. В качестве воспламенителя (яркая полоса светящихся

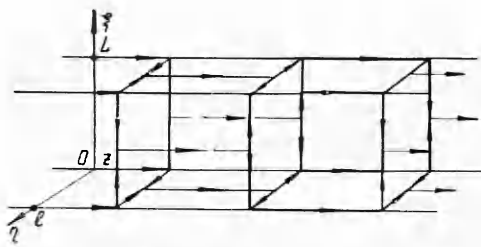


Рис. 1. Схема неоднородного упорядоченного горения образца прямоугольного сечения.

шлаков) использован хромовоциркониевый термит стехиометрического состава.

Подробный анализ визуально наблюдаемых особенностей процесса горения образца прямоугольного сечения при изменении состава, плотности запрессовки, размеров сечения, а также анализ сгоревших образцов отражены в таблице. Видно, что неоднородное горение, математически описанное выше и реализованное экспериментально (см. рис. 2), осуществляется при горении определенных составов, значительно разбавленных продуктами реакции. Менее разбавленные системы горят в автоколебательном режиме, более разбавленные (свыше 73%) не горят вовсе. При малых l очаги проскакивают узкую грань и, встречаясь на середине широкой грани, перемещаются скачком в сторону движения фронта горения, после чего очаг раздваивается и расходится в противоположные стороны. (Отметим, что при малых l равенство (4) может выполняться только при $M \leq 1$, откуда и следует, что очаги не могут встречаться на узкой грани и проскакивают ее.)

При больших толщинах образцов возможны упорядоченные неоднородные режимы, характеризующиеся периодическими возникновением очагов на гранях образца (см. рис. 2, 1, 5), их раздвоением с последующим движением к ребрам (2), слиянием на ребрах и поступательным

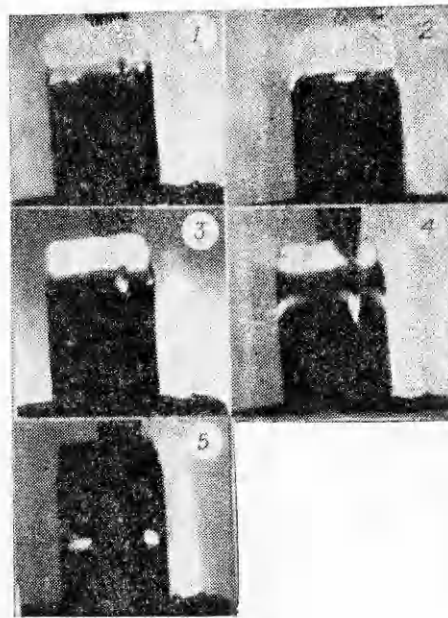


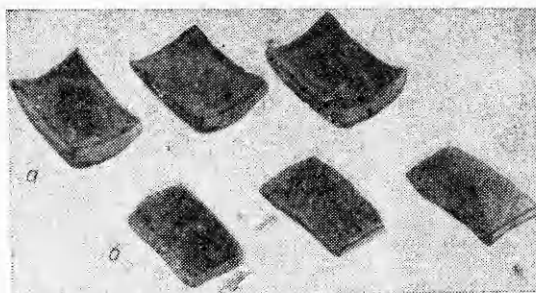
Рис. 2. Механизм горения образца прямоугольного сечения с $L = 13$ мм, $l = 8$ мм, высотой 20 мм.

l , мм	m , %	Плотность образца, г/см ³	Особенность горения (режим)	Анализ сгоревшего образца
1,5—4	56—62	2,80—3,00	Автоколебательный	Расслоение на «лепешки»
	63—70	2,80—3,00	Многоочечный	Цельный, исчерчен короткими штрихами-углублениями
	71—72	2,80—2,90	»	То же
	71—72	2,90—3,00	Предельный	Цельный, замкнутые углубления по всему периметру
5—10	56—62	2,80—3,00	Автоколебательный	Расслаивается на «лепешки»
	63—70	2,80—3,00	Многоочечный	Исчерчен короткими штрихами-углублениями, таблетка цельная
	71—72	2,80—2,90	Упорядоченный неоднородный	Расслаивается на «лодочки»
	71—72 73 и более	2,90—3,00 2,90—3,00	Предельный »	То же Не догорает

Примечание. Состав $2Fe_2O_3 + 2Zr + mZrO_2$; m — содержание инертной добавки.

Рис. 3. Фотографии образцов.

а) «лодочки» — после горения в неоднородном упорядоченном режиме; б) «лепешки» — после горения в автоколебательном режиме.



проскоком вдоль них (3, 4).

В отличие от схематично представленного процесса (см. рис. 1) поступательное движение слившихся на ребрах очагов сменяется не их раздвоением, а видимым исчезновением и последующим появлением на гранях ниже, что связано, очевидно, с перераспределением в тепловом балансе процесса.

С ростом теплопроводности (большая плотность запрессовки состава) депрессии процесса горения (отсутствие на поверхности образца каких-либо видимых очагов реакции) становятся более продолжительными. Реализуется предельный режим горения [7].

Как показано в [9], цилиндрические образцы, сгоревшие в автоколебательном режиме, расслаиваются на отдельные «лепешки», число которых соответствует числу пульсаций скорости горения. Аналогичным образом упорядоченное неоднородное горение образцов прямоугольного сечения железозиркониевого термита приводит к расслоению на отдельные «лодочки» (рис. 3, а), которые в отличие от образованных при автоколебательном горении (рис. 3, б) выгнуты по направлению движения фронта горения не своей внутренней стороной, а направляющими «носиками», что отражает иную динамику процесса. После горения в многоточечном режиме образец, как правило, остается цельным.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1973, 208, 4, 892.
2. Т. И. Ивлева, К. Г. Шкадинский, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1980, 16, 2, 3.
3. А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, Б. А. Маломед. Докл. АН СССР, 1980, 251, 5, 1102.
4. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4, 918.
5. А. И. Вольперт, В. А. Вольперт. Бифуркации волн, описываемых параболическими системами. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1982.
6. В. А. Вольперт. Бифуркации нестационарных режимов распространения волн. Препринт ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1982.
7. Ю. М. Максимов, А. Т. Пака и др. ФГВ, 1979, 15, 3, 156.
8. Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1981, 17, 4, 51.
9. А. В. Дворянкин, А. Г. Струнина, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1982, 18, 2, 10.

УДК 536.46 : 533.6+534.222.2

О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ ГАЗОВЫМ ПЛАМЕНОМ

Н. И. Кидин, В. Б. Либрович

(Москва)

Теоретические модели излучения звука сферическим пламенем [1, 2], описывающие расширение газа во фронте ламинарного пламени и генерацию соответствующей этому расширению звуковой волны, дают при оценках максимальной величины мощности излучаемого звука величину $\sim 40 \div 50$ дБ для типичных условий горения. В то же время в экспериментах [3, 4] при схлопывании цилиндрической части нестационарного возмущенного пламени на бунзеновской горелке и сферического