

по формуле (1) с учетом влияния потерь тепла излучением на температуру по [3—5]. Из результатов расчета следует, что среднее значение c_1 определяется видом зависимости $c_1^{(e)}(z)$ при $z > z_s$. Поскольку в этой области $c_1^{(e)}(z)$ слабо зависит от температуры, то нет смысла подробно останавливаться на использованной методике. Укажем лишь, что влияние излучения на температуру пламени определяется только параметром $\langle N \rangle_t$ [3—5]. Поэтому воздействие излучения на химическую кинетику также носит локальный характер.

Из рис. 3 видно, что данные, полученные на двух разных режимах, обобщаются едиными кривыми. Таким образом, еще раз подтверждается сделанный ранее вывод о том, что $\langle c_1 \rangle_t$ не зависит от предистории смешения и горения.

Измеренные значения истинной концентрации СО могут быть как большие (в бедных смесях), так и меньше (в богатых смесях) среднего значения $c_1^{(e)}(z)$. Кроме того, как истинная, так и эквивалентная концентрация СО зависят от параметра $\langle N \rangle_t$. Наклон штриховых кривых, аппроксимирующих результаты измерений, примерно одинаков при разных $\langle z \rangle_t$, т. е. эти кривые описываются формулой вида $\langle c_1 \rangle_t = B \ln \langle N \rangle_t + B_1 \langle z \rangle_t$, где B не зависит от $\langle z \rangle_t$. Это выражение свидетельствует о том, что влияние $\langle N \rangle_t$ (и, следовательно, химической кинетики) на динамику изменения $\langle c_1 \rangle_t$ одинаково при разных средних составах. Следует, однако, отметить, что в данном случае излучение влияет на температуру и, следовательно, на скорость реакций. Поэтому приведенная формула носит, вообще говоря, частный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Osami Nishida, Seva Mykohara. Comb. Flame, 1982, 47, 3, 269.
2. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 6, 3.
3. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1983, 19, 2, 71.
4. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1978, 14, 3, 32.
5. Ю. А. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1980, 16, 4, 60.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов и др.— В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1977.
7. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5, 85.
8. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 4, 3.
9. В. Р. Кузнецов, В. А. Сабельников. Успехи механики, 1981, 4, 2, 123.
10. Дж. Тернер. Эффекты плавуности в жидкостях. М.: Мир, 1977.

Поступила в редакцию 7/1 1985

О КОНВЕКТИВНОМ ГОРЕНИИ В УПОРЯДОЧЕННЫХ ПОРИСТЫХ СТРУКТУРАХ

В. А. Архипов, В. Н. Вилюнов, Е. А. Козлов, Вл. Ф. Трофимов

(Томск)

Исследованию распространения пламени в пористых веществах, одиночных щелях, трещинах, капиллярных капалах посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Достаточно подробный обзор публикаций по данной проблеме приведен в [1, 2]. Значительно менее изучены процессы воспламенения и горения систем капиллярных каналов, образующих в объеме конденсированного вещества упорядоченные структуры. В то же время закономерности этих процессов представляют интерес при разработке физических методов регулирования скорости горения [3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования возникновения и развития конвективного горения в упорядоченной плоской сетке капиллярных каналов при пропикновении в ка-

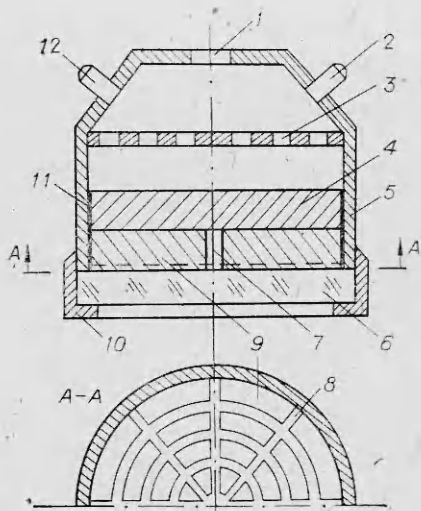


Рис. 1.

использованы пластины с прямоугольной, радиальной и радиально-концентрической сетками. В пластине 9 просверлено сквозное отверстие 7 диаметром 5 мм для прохода продуктов сгорания, из свободного объема камеры к каналам. Для визуализации процесса в камере с помощью прижимной гайки 10 сделано окно 6 из полированного оргстекла. Образец приклеен к окну торцом с нанесенной сеткой каналов. Киносъемку процесса воспламенения и горения проводили скоростной камерой СКС-1М, установленной соосно с образцом; для подсветки поля съемки использовали две фотолампы мощностью 1 кВт. Давление в камере измеряли тензометрическим датчиком 2 типа ЛХ-412 в комплекте с тензостанцией ЛХ-7000, выходной сигнал с которой регистрировали на светолучевом осциллографе Н-117.

После воспламенения образца со стороны открытого торца пластины 4 с помощью воспламенителя 12 в камере устанавливается стационарное давление p_1 , соответствующее горению торцевой поверхности образца S_T . При догорании пластины продукты сгорания из свободного объема камеры получают доступ к сетке капиллярных каналов 8. При определенных условиях происходит воспламенение стенок каналов и развитие в них конвективного горения. В результате возникает избыточное давление, под действием которого происходит отрыв пластины 9 от окна и воспламенение ее нижнего торца. В камере устанавливается стационарное давление p_2 , соответствующее горению двух торцевых поверхностей $2S_T$ пластины 9. Для ограничения уровня p_2 в камере установлен дополнительный выход с прорывной мембраной (на рис. 1 не показано). В экспериментах варьировали площадь поперечного сечения канала S_K , суммарный объем каналов V_K , свободный объем камеры сгорания V и уровень давления p_1 (изменением диаметра выхода 1). Геометрические характеристики каналов измеряли на микроскопе ММИ с абсолютной погрешностью ± 10 мкм. Характерные времена переходных процессов определяли по осциллограммам $p(t)$ с погрешностью ± 10 мс и по киограммам процесса с погрешностью ± 1 мс.

Результаты исследования конвективного горения показали, что условия устойчивого воспламенения сетки каналов зависят от ряда параметров, основные из которых: p_1 , S_K и V_K . Критические значения этих параметров, определяющие область устойчивого воспламенения, взаимосвязаны. Обнаружено, что для фиксированных значений p_1 , S_K существует критическое значение V_K^* , определяющее необходимое условие устойчивого воспламенения. Так, для $p_1 = 3$ МПа и $S_K = 0.03 \div 0.06$ мм² устойчивое воспламенение происходит при $V_K \geq V_K^* = 25$ мм³. При $S_K < S_K^*$

налы раскаленных продуктов сгорания. Цель исследования — изучение физической картины распространения волны горения, определение критических условий воспламенения и нахождение характерных времен процесса в зависимости от определяющих параметров.

Установка, схема которой приведена на рис. 1, представляет собой камеру сгорания 5, в которой размещен исследуемый образец, отделенный от выхода 1 диафрагмой 3. Образец состоит из двух пластин пороха Н диаметром 50 и толщиной 4 мм. Пластины скреплены между собой по боковой поверхности слоем бронирования 11 (растворенный в ацетоне линолеум). Пластина 4 выполнена сплошной, на нижней поверхности пластины 9 специальным штампом нанесена сетка капиллярных каналов 8. В экспериментах

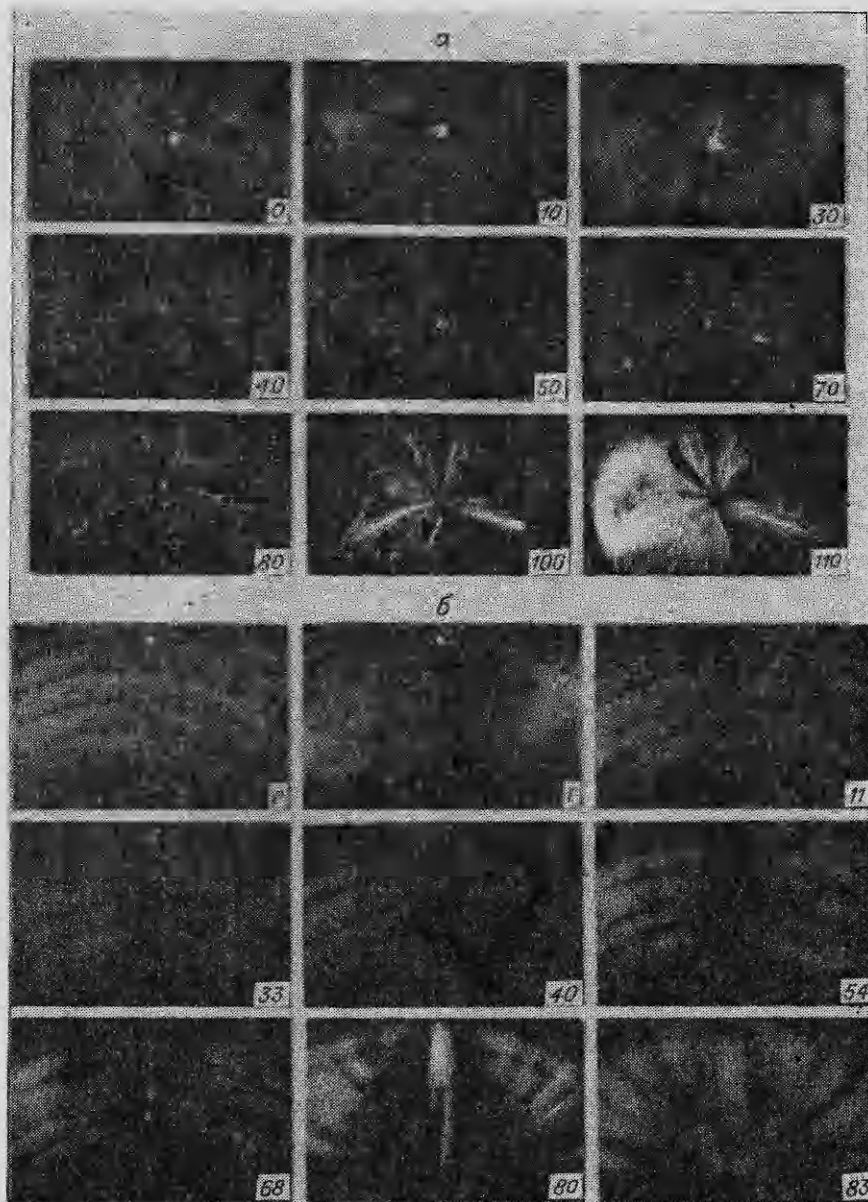


Рис. 2.

$= 0,025 \text{ мм}^2$ система каналов не воспламеняется даже при увеличении суммарного объема каналов до $2V_k^* = 50 \text{ мм}^3$; при $S_k > 0,09 \text{ мм}^2$ происходит устойчивое воспламенение каналов независимо от V_k . Таким образом, V_k оказывает влияние на условия воспламенения в некотором диапазоне величин S_k (для $p_1 = 3 \text{ МПа}$ этот диапазон составляет $0,025 - 0,09 \text{ мм}^2$). С увеличением p_1 область устойчивого воспламенения расширяется в сторону меньших значений S_k , V_k .

Кинограммы процесса развития конвективного горения, представленные на рис. 2, а, б (радиальная и радиально-концентрическая сетки соответственно, цифры указывают время в мс), позволяют выявить физическую картину процесса. С момента воспламенения обращенной к выходу торцевой поверхности образца на кинограмме видна светлая точка в том месте, где находится сквозное отверстие в пластине 9. По мере выгорания пластины 4 ее светопрозрачность увеличивается, и точка становится все более яркой. После догорания пластины 4 продукты сгора-

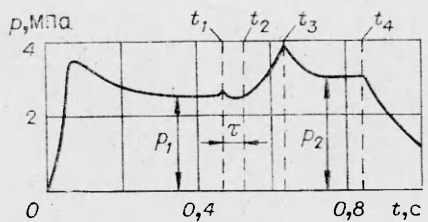


Рис. 3.

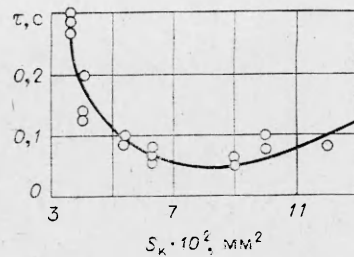


Рис. 4.

ния начинают втекать в капиллярные каналы через сквозное отверстие 7 (каналы на кинограмме становятся более темными). Через $\sim 0,03-0,04$ с после момента соединения сетки каналов со свободным объемом камеры появляются один или несколько точечных центров воспламенения в радиальных каналах на некотором расстоянии от отверстия 7 ($\sim 1/3-1/2$ радиуса образца). Затем появляются новые очаги воспламенения, которые сливаются в сплошные линии, и через $\sim 0,07-0,08$ с после начала втекания продуктов сгорания в сетку каналов происходит отрыв пластины 9 от подложки, сопровождающийся лавинообразным воспламенением всей видимой торцевой поверхности пластины.

Времена переходных процессов определяли по кинограммам и по характерным точкам осциллограмм зависимости давления в камере от времени $p(t)$. Типичная осциллограмма представлена на рис. 3. После воспламенения образца в камере устанавливается стационарное давление p_1 . В момент t_1 происходит догорание пластины 4, и продукты сгорания начинают втекать через отверстие 7 в сетку капиллярных каналов. Момент t_1 характеризуется появлением на осциллограмме $p(t)$ небольшого «пичка», который можно объяснить увеличением газоприхода за счет дробления пластины 4 на фрагменты при ее догорании. В момент t_2 происходит отрыв пластины 9 и лавинообразное воспламенение ее нижней поверхности. Этот момент характеризуется на осциллограмме резким повышением давления. В момент t_3 срезается мембрана, закрывающая дополнительный выход, и в камере устанавливается стационарное давление p_2 . В момент t_4 происходит догорание пластины 9 (со стороны двух торцевых поверхностей) и начинается опорожнение камеры через основной и дополнительный выходы.

За время задержки воспламенения сетки капиллярных каналов прием промежутков $\tau = t_2 - t_1$. Зависимость τ от S_k для прямоугольной сетки 4×4 мм представлена на рис. 4. Величина τ резко уменьшается при сокращении площади S_k до $\sim 0,06$ мм², при увеличении S_k , начиная с $\sim 0,09$ мм², величина τ незначительно растет. Таким образом, зависимость $\tau(S_k)$ имеет минимум в области $S_k = 0,06 \div 0,09$ мм²; $\tau_{\text{min}} \sim 0,05$ с.

Необходимо отметить, что вывод о сильной зависимости времени задержки воспламенения от размера каналов (см. рис. 4) в области $S_k < 0,09$ мм² (малый суммарный объем каналов) требует дополнительного экспериментального подтверждения, так как допущение об идентичности времени задержки воспламенения и времени отрыва пластины (которое фактически определяется из осциллограмм процесса) может быть для малых V_k недостаточно корректным: время отрыва может при этом складываться из времен задержки воспламенения и самого воспламенения каналов до момента возникновения достаточного для отрыва пластины избыточного давления.

Эксперименты с уменьшенным вдвое свободным объемом V показали, что при этом характерные времена практически не меняются. От величины V зависит лишь общее время переходного процесса от t_1 до установления стационарного давления p_2 .

Для детального исследования динамики процесса проводилась обработка кинограмм процесса воспламенения. Рассматривались три характерных времени: τ_1 — промежуток времени от начала втекания газов

в систему каналов до появления первых (одного или нескольких) точечных центров воспламенения; τ_2 — время воспламенения радиального канала (слияние точечных центров в горящую линию); τ_3 — время распространения пламени по системе каналов (до момента отрыва пластины и одновременного воспламенения всей торцевой поверхности). При этом $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$. Результаты обработки кинограмм трех идентичных опытов ($S_k = 0,06 \text{ мм}^2$, $V_k = 45 \text{ мм}^3$) для радиально-концентрической сетки представлены в таблице. Из оценки характерных времен следует, что с хорошей воспроизводимостью

Номер опыта	Характерные времена, с			
	τ_1	τ_2	τ_3	τ
1	0,040	0,020	0,040	0,100
2	0,039	0,021	0,040	0,100
3	0,031	0,016	0,033	0,080

$$\tau_1 \cong \tau_3 \cong 2\tau_2.$$

Следует отметить, что отрыв пластины 9 (см. рис. 1) от подложки (и одновременное с ним лавинообразное воспламенение торца) может произойти раньше, чем воспламенится вся сетка каналов. Об этом свидетельствуют фотографии загашенных сбросом давления образцов. Можно предположить, что избыточное давление в системе каналов, достаточное для отрыва пластины, создается при воспламенении некоторого минимального объема каналов. Эксперименты с различной конфигурацией сетки капиллярных каналов показали, что как качественная картина воспламенения, так и порядок характерных времен переходных процессов аналогичны для всех рассмотренных сеток.

Анализ рассмотренных выше результатов показывает, что основные закономерности возникновения и развития конвективного горения в упорядоченных пористых структурах в объеме конденсированного вещества аналогичны результатам для одиночных пор [1, 2], в частности существование пороговых значений давления и размера пор, определяющих условия проникновения горения в поры, наличие максимума скорости распространения волны горения (минимума времени задержки воспламенения) и т. д. Вместе с тем процесс воспламенения упорядоченных структур имеет характерные особенности. Помимо критерия Андреева, условия проникновения пламени в систему каналов определяются дополнительным параметром — суммарным объемом каналов. Кроме того, существенное отличие состоит в обнаруженном в экспериментах очаговом характере поджигания стенок капиллярных каналов. Для одиночных пор такое явление наблюдалось лишь при наличии в составе продуктов сгорания конденсированных частиц с минимальным размером 50—100 мкм [1].

Эти особенности конвективного горения сеток каналов можно объяснить тем, что распределения скорости, температуры и давления газов в сетке существенно неравномерны и отличаются от аналогичных распределений для одиночного канала. При этом первичные центры воспламенения появляются в тех точках, где к данному моменту времени формируются критические условия. Для определения этих условий можно, в частности, использовать адиабатический метод [4] в сочетании с решением гидродинамической задачи.

Таким образом, экспериментально подтверждено, что воспламенение пластины конденсированного вещества путем распространения пламени в упорядоченную систему капиллярных каналов возможно и при определенных условиях происходит устойчиво. Закономерности возникновения и развития конвективного горения в каналах не зависят от конфигурации сетки (радиальная, радиально-концентрическая или прямоугольная), а определяются уровнем давления, площадью поперечного сечения канала и суммарным объемом каналов.

Установлено, что процесс зажигания стенок пространственной системы каналов начинается с появлением отдельных точечных центров

(очагов) воспламенения, затем он развивается лавинообразно. Таким образом, в отличие от случая одиночных пор, зажигание упорядоченных пористых структур гомогенными продуктами сгорания носит очаговый характер.

Экспериментально определены условия устойчивого воспламенения пороха Н при начальном давлении 3 МПа: $S_K \geq S_K^* = 0,025 \text{ мм}^2$, $V_K \geq V_K^* = 25 \text{ мм}^3$. Найдены характерные времена процесса воспламенения и их зависимость от площади поперечного сечения канала. Минимальные времена задержки воспламенения достигаются при $S_K = 0,06 \div 0,09 \text{ мм}^2$. Показано, что увеличение суммарного объема каналов при $V_K > V_K^*$ существенного влияния на время задержки воспламенения не оказывает.

Однозначное объяснение обнаруженной в экспериментах сильной обратной зависимости времени задержки воспламенения от размера канала в области $S_K < 0,06 \text{ мм}^2$ требует дополнительного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. М. Кумар, С. М. Ковачич, К. К. Куо. РТК, 1981, 19, 7, 78.
3. В. А. Архипов, Е. А. Козлов, Н. А. Обухов и др.— В кн.: Тез. докл. I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Черноголовка, 1984.
4. В. Н. Вилюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 24/IV 1985,
после доработки — 14/X 1985

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПХА

Ю. С. Иващенко, А. Л. Садырин, В. Л. Павленко
(Красноярск)

В последнее время наблюдается интерес к изучению электрических свойств зоны горения конденсированных систем [1, 2]. Это связано с тем, что электрические явления при горении отражают основные характеристики процесса горения, включая динамические. Известно, что горение баллиститных порохов сопровождается возникновением электропроводности поверхности горения и химической ионизацией слоев газа, прилегающих к ней [3]. В работе [4] с помощью двойного электрического зонда проходного типа установлена электропроводность к-фазы при горении перхлората аммония (ПХА).

Электропроводность поверхности горения, измеряемая с помощью проволочных электродов проходного типа (заклеиваемых в образец), представляет собой аддитивную величину электропроводности непосредственно к-фазы, газовых включений в ней и слоев газа, примыкающих к поверхности. Последняя составляющая обусловлена неодновременностью выхода электродов в газ из-за перекоса фронта горения и эффекта растекания тока, который значительно (более чем на порядок) увеличивает эффективную толщину токового слоя. Кроме того, из-за малой толщины реакционного слоя в к-фазе на точности получаемых величин сказывается кратковременность полезного сигнала от электропроводности поверхности.

В данной работе с помощью модифицированной методики исследовали электропроводность поверхности горения чистого ПХА с добавками салицилатов меди и натрия. Измерения проводили сгорающими пле-