

УДК 536.463; 662.612.3

**ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ  
ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ ТОПЛИВ**

*В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов  
(Москва)*

Послойное горение газопроницаемых топлив в определенных условиях нарушается [1], возникает возмущенное горение [2, 3], которое затем ускоряется и переходит в конвективное. Область существования возмущенного горения ограничена по давлению: снизу — давлением срыва послойного горения  $p_c$ , при котором горение начинает проникать в поры топлива, сверху — значением  $p_{св}$ , соответствующим началу резкого ускорения процесса, по которому иногда определяют начало конвективного горения. Особенности развития возмущенного горения исследовались главным образом в условиях самопроизвольного проникновения продуктов горения в поры топлива. В данной работе рассмотрена динамика этого процесса при наличии начального перепада давления на входе в поры.

Закономерности горения исследовались в условиях бомбы постоянного давления по схеме «замурованного» заряда [1]. Определялась зависимость скорости горения от внешнего давления  $u_k(p_0)$  для смесевой стехиометрической системы ПХА + ПММА. Применялись образцы диаметром и длиной 15 мм, составленные из таблеток высотой 5 мм и помещенные в прочную оболочку (рис. 1). Скорость горения определялась по перегоранию проволочек, помещенных между таблетками. Измерялось давление в бомбе и на глухом торце заряда  $p_r$ . Для устранения влияния поджатия газа в порах на торце за опорной решеткой имелся свободный объем, примерно равный объему пор во всем образце.

Результаты измерения скорости горения при давлениях 2—150 ата приведены на рис. 2. В пределах разброса экспериментальных точек скорость горения не зависела от положения измерительной базы в образце, а определялась только внешним давлением. Это говорит о том, что переходные процессы, связанные с формированием характерных зон, и граничные условия (ограниченная длина заряда) не оказывали существенного влияния на горение.

В зависимости  $u_k(p_0)$  имеется три характерных участка. На нижней ветви скорость близка к нормальной ( $u_n$ ). Этот участок соответствует послойному режиму горения. При росте начального перепада давления  $\Delta p_0$  на входе в поры послойное горение переходит в возмущенное: появляется зависимость показателя степени  $\nu_k$  в законе горения от давления; отличие в уровне скорости возмущенного и нормального горения становится все более заметным. Наконец, после достижения  $p_{св}$  зависимость  $u_k(p_0)$  значительно усиливается. Ускорение горения происходит

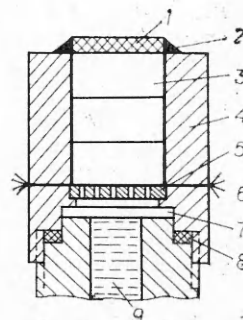


Рис. 1. Схема заряда.

1 — воспламенитель (газонепроницаемый); 2 — бронирующий слой (эпоксидная смола); 3 — образец; 4 — стальная оболочка; 5 — опорная решетка; 6 — перегорающие проволочки; 7 — свободный объем; 8 — герметизирующая прокладка; 9 — жидкость, передающая давление на датчик.

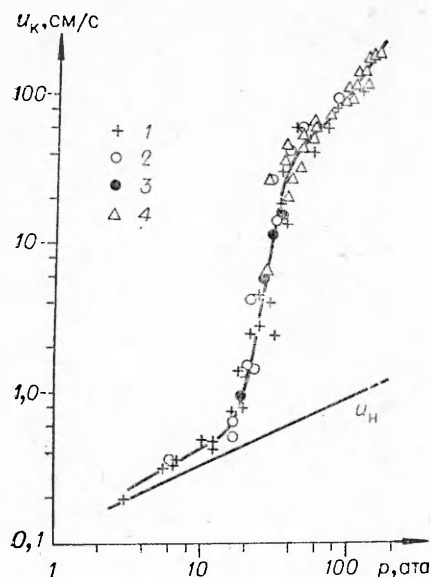


Рис. 2. Зависимость скорости горения от давления для состава 85% ПХА+15% ПММА. Открытая пористость топлива  $m_0=0,14$ , газопроницаемость  $K=7 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>.

1—4 — скорость горения на первой (от воспламенителя), второй, третьей и первых двух измерительных базах.

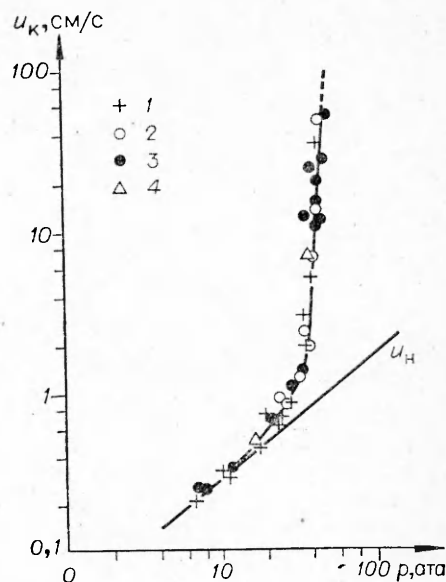


Рис. 3. Зависимость скорости горения гексогена от давления;  $m_0=0,14$ ;  $K=8 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup> (обозначения см. рис. 2).

относительно плавно, поэтому величина  $p_{св}$  может быть определена лишь приближенно. При дальнейшем росте  $p_0$  связь  $u_k(p_0)$  ослабевает (см. рис. 2), а значение показателя  $\nu_k$  в ней стабилизируется. Этот участок соответствует развитому конвективному горению.

Зависимость с тремя характерными участками на кривой  $u_k(p_0)$  наблюдалась и при горении заполненных газом ( $\Delta p_0 = 0$ ) образцов из гексогена и тэна [4].

Таким образом, в разных условиях проведения эксперимента для плавящихся и «неплавящихся» систем  $u_k(p_0)$  может иметь один и тот же вид. Зависимость подобного рода наблюдается не всегда [1]. В частности, при исследовании горения гексогена (рис. 3) в тех же условиях, что и для смесевой системы, при  $p_0 \sim 50$  атм скорость горения резко увеличивалась (по оценкам, не менее чем до 20 м/с). Судя по характеру разрушений опорной решетки, давление в зоне горения достигало нескольких сот атмосфер.

Характер изменения  $p_r(t)$  зависит от внешнего давления. На рис. 4 приведены типичные записи давления на торце заряда, а на рис. 5 осциллограммы, отвечающие участку с наибольшим градиентом  $du_k/dp_0$ . Вид записей в области левее точки 1 (рис. 4, e) показан на рис. 4, a. Рис. 4, a, б, в соответствует участку между точками 1 и 3 кривой  $u_k(p_0)$ , а рис. 4, г, д — области правее точки 3. Для смесевой системы и

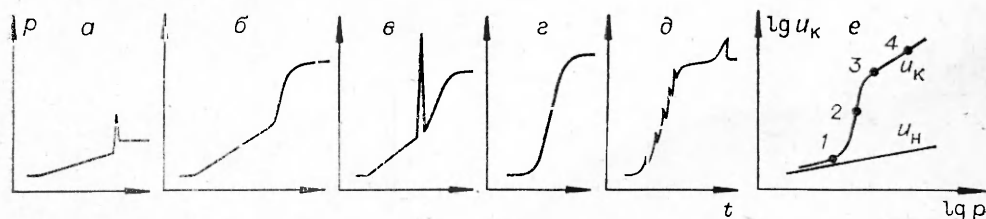


Рис. 4. Характерный вид осциллограмм записи давления в свободном объеме.

гексогена на участке возмущенного горения вид записей в целом одинаков и определяется только положением точки на кривой  $u_k(p_0)$ . При переходе от точки 1 к 2 максимальное давление в пике (см. рис. 4, а, в) быстро возрастает и достигает, по оценкам, значения, примерно отвечающего точке 3.

Существующие представления не позволяют объяснить все полученные экспериментальные данные. В частности, ослабление зависимости  $u_k(p_0)$  на участке конвективного горения уже нельзя связать с разбавлением продуктов горения [4], так как начальное заполнение пор газом отсутствует.

С целью объяснения особенностей изменения  $p_T$  и хода зависимости  $u_k(p_0)$  проанализируем процессы возмущенного горения. Литературные данные [1], фоторегистрация [3], а также исследования характера выхода горения на торце образца [4] указывают на неравномерность перемещения фронта воспламенения в виде преимущественного распространения горения по отдельным порам (проскоков горения). Давление в этих порах превышает внешнее, о чем свидетельствует интенсивное диспергирование топлива. Имеются прямые измерения [5], согласно которым ускорение процесса сопровождается увеличением количества диспергированного вещества, что говорит о росте масштабов проникновения горения в поры. Эти данные позволяют связать появление пиков давления на записях торцевого датчика (см. рис. 4, а, в) с выходом горения по отдельным порам на торец образца. При этом происходит выброс продуктов горения в свободный объем (см. рис. 1), что сопровождается резким ростом в нем давления. Затем продукты горения быстро остывают, часть из них конденсируется и давление падает.

Исходя из сказанного, сформулируем модель процессов, учитывающую взаимодействие проскоков горения в отдельные поры с фильтрацией газа по всем порам. Считаем, что в рассматриваемой газопроницаемой и прочной (например, прессованной) системе имеется распределение пор по размеру. В часть пор возможен проскок горения. При проскоке в отдельные поры по мере удаления фронта воспламенения этих пор в глубь заряда давление в них растет (рис. 6, б). При определенной глубине проскока достигается перепад давления в порах и внешнем объеме, при котором топливо разрушается.

При диспергировании проскок горения прекращается, внешнее давление перепосится в сечение отрыва, где до этого давление газа определялось его фильтрацией по всем порам, и поэтому было меньше внешнего (сечение отрыва образуется дном впадин, появившихся после проскока на поверхности топлива, а влияние выгорания неровностей поверхности на давление в сечении отрыва считается несущественным). Возникший на входе в поры перепад давления  $\Delta p_1$  (см. рис. 6, в) создает новый фронт фильтрации, который распространяется в глубь за-

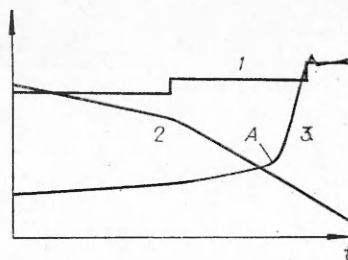


Рис. 5. Оциллограммы регистрируемых параметров.

1 — сигнал от перегорающих проволочек; 2 — внешнее давление; 3 — давление в свободном объеме.

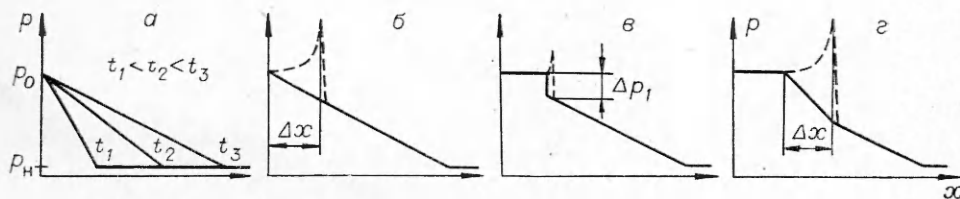


Рис. 6. Динамика формирования профиля давления в зоне фильтрации.

а) от начала фильтрации до воспламенения к-фазы; б) перед диспергированием — после проскока горения в отдельные поры; в) непосредственно после диспергирования; г) перед диспергированием после нового проскока; — — — давление в порах, по которым происходит проскок; — — — осредненное давление во всех порах.

ряда. После диспергирования (через время задержки) снова происходит проскок горения в поры. К этому времени скачок давления  $\Delta p_1$  размывается, образуя область переброски газа [6]. За пределами этой области в зоне фильтрации газ «следит» только за изменением средней скорости перемещения торца заряда (скорости горения  $u_k$ ).

На основе предлагаемой модели разнообразие записей волны давления можно объяснить тем, что они фиксируют разные фазы процесса. Например, рис. 4, а, в соответствует моментам непосредственно после и перед диспергированием. Записи, показанные на рис. 4, б, могут наблюдаться перед началом проскока горения в поры. Следует отметить, что записи давления, соответствующие участку конвективного горения (см. рис. 4, г, д) свидетельствуют об отсутствии проскока горения. В этих условиях рассматриваемая модель неприменима.

Отсутствие проскоков горения скорее всего объясняется тем, что диаметр пор  $d_n$  и внешнее давление в описываемом эксперименте слишком малы для того, чтобы горение могло проникнуть в отдельные поры при чисто конвективном воздействии на них<sup>1</sup>. Поэтому проскоки могли появиться лишь при более высоком давлении. На участке возмущенного горения, где прогретый слой создается в основном за счет кондукции, давление, необходимое для возникновения проскоков, по-видимому, существенно уменьшается. Этим можно объяснить наличие проскоков горения в области малых давлений.

При возмущенном горении, судя по записям  $p_r(t)$ , наиболее благоприятные условия для проскока горения в поры существуют в области с сильной зависимостью  $u_k(p_0)$ . Действительно, в этой области даже небольшой рост  $p_n$  в поре способен резко (на порядок и более) увеличивать скорость проскока. На нижней ветви кривой  $u_k(p_0)$  развитие проскока происходит вяло: скорость проникновения горения в пору мало отличается от скорости нормального горения, поэтому успевает происходить разгорание пор, которое ограничивает рост  $p_n$ .

Область переброски в зоне фильтрации отличается наибольшей скоростью газа [6]. Из закона Дарси  $u \sim \partial p / \partial x$  и уравнения фильтрации (считая, что профиль давления линейен)  $\partial p / \partial t \sim (\partial p / \partial x)^2$  следует, что  $u \sim \sqrt{\partial p / \partial t}$ , поэтому с подходом области переброски к торцу заряда скорость роста  $p_r$  должна увеличиться. Следовательно, точка А на рис. 5 соответствует передней границе области переброски. Давление на этой границе меньше внешнего, поэтому в данном случае реализуется режим горения с чередованием ведущего давления, разновидность которого рассмотрена ранее [6]. При проскоках горения максимальное (ведущее) давление перемещается в поры.

Из записей  $p_r(t)$  следует, что проскок происходит на всю длину области переброски. Эта особенность не случайна и может рассматриваться как результат реально действующего механизма стабилизации средней скорости возмущенного горения. Действительно, если прочность топлива соответствует нагрузкам, которые возникают при проскоке на глубину области переброски, то последняя при диспергировании будет полностью разрушаться. В результате накопление газа в зоне фильтрации исключается и при постоянном значении  $p_0$  горение стабилизируется.

Если прочность топлива мала для того, чтобы проскок происходил на всю ширину области переброски, то после диспергирования часть этой области будет сохраняться. Это приведет к уменьшению скорости втекания газа в поры из-за постепенного его накопления в зоне фильтрации. Следовательно, за время  $t_3$  между проскоками горения (которое при заданном  $p_0$  постоянно) глубина проникновения газа в поры уменьшится. В конце концов ширина области переброски станет равна глу-

<sup>1</sup> Для рис. 2  $d_n \approx 4 \cdot 10^{-5}$  см, а из данных [1] следует, что для проникновения горения в поры, даже на порядок большего диаметра, необходимо  $p > 100$  атм.

бине проскока, т. е. придет в соответствие с прочностью топлива и скорость горения стабилизируется.

И, наконец, если проскок может происходить на глубину, превышающую размер области переброски, то при диспергировании разрушается не только она, но и часть области сжатия [6] (рис. 7). Перепад  $\Delta p_1$  на входе в поры (см. рис. 6, в) после проскока увеличится, что приведет к росту скорости втекания газа и увеличению глубины его проникновения в поры за время  $t_3$ . Это будет продолжаться до тех пор, пока размер области переброски не станет равным глубине проскока или пока не будет использован весь перепад давления в зоне фильтрации.

Таким образом, возмущенное горение (а при наличии проскоков и конвективное) регулируется и стабилизируется проскоком горения в поры. Однако жесткие требования к однородности прочностных свойств заряда и постоянству  $p_0$  (в области с сильной зависимостью  $u_k(p_0)$ ) в реальных условиях затрудняют стабилизацию по механизму проскока.

Времена существования повышенного давления в поре при проскоке в нее горения очень малы, поэтому глубина проскока должна определяться динамической прочностью топлива. Такая прочность, как известно, не является параметром только вещества, а в значительной степени определяется и другими факторами [7]. Для пористого топлива существенным является запас тепла в газе, втекающем в поры. С ним непосредственно связаны глубина прогрева к-фазы вдоль пор и скорость их воспламенения, следовательно, и скорость роста давления в порах при проскоке. С увеличением же скорости нагружения сопротивление вещества разрушению возрастает (для времен порядка  $10^{-3}$  с разрушающее напряжение  $\sigma$  связано со временем приложения нагрузки  $\tau$  зависимостью  $\tau = A \exp(-\alpha\sigma)$ , где  $A$  и  $\alpha$  постоянны), поэтому запас тепла в газе должен влиять на прочность топлива и глубину проскока.

Рассмотрев возможные последствия проскока горения в поры и учитывая, что на его развитие влияют профиль давления в зоне фильтрации и количество тепла, переданное к-фазе до начала проскока, будем считать, что качественные особенности возмущенного горения определяются стадией, предшествующей проскоку, а сам он может влиять лишь на величину скорости горения. Примем для фильтрации и условий теплообмена некоторые положения.

1. Фильтрация газа имеет квазистационарный характер, т. е. профиль давления в зоне фильтрации успевает подстраиваться под изменение внешнего давления.

2. Из рассмотрения условий проникновения горения в единичную пору [8, 9] следует, что имеется область диаметра пор, в которой воспламенение определяется временем создания прогретого слоя к-фазы  $t_{пр}$ . Сравнение с экспериментальными данными показало [4], что для неплавящихся веществ с порами диаметром меньше 40—100 мкм и для плавящихся веществ (по-видимому, независимо от размера пор) это действительно так. Причем в этой области формирование прогретого слоя не зависит от скорости течения газа. Поэтому в первом приближении можно считать, что  $t_{пр}$  в данных условиях такое же, как при нормальном горении

$$t_3 \approx t_{пр} \approx a_k / u_k^2, \quad (1)$$

а ширина прогретого слоя к-фазы, соответствующая скорости горения,  $l_k = a_k u_k / u_k^2$ , где  $a_k$  — коэффициент температуропроводности к-фазы.

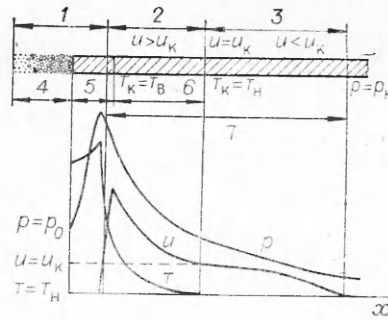


Рис. 7. Характерные зоны и области при горении газопроницаемых топлив.

Области: 1 — оттока, 2 — переброски, 3 — сжатия; зоны: 4 — догорания, 5 — горения, 6 — прогрева, 7 — фильтрации.

Отмеченные выше теоретические и экспериментальные данные по воспламенению пор указывают на то, что обычно используемый в теории конвективного горения [10—12] критерий воспламенения — нагрев поверхности пор до определенной температуры — может обоснованно применяться только для неплавящихся топлив с крупными порами. Этот критерий в определенных условиях [13] применим и для топлив, воспламенение которых описывается твердофазной теорией.

3. Будем считать, что имеет место изотермическая фильтрация, для чего усредним температуру газа в зоне фильтрации [14].

Известно приближенное решение уравнения фильтрации [15], дающее линейный профиль давления для случая, когда начальное давление в порах  $p_n = 0$ . Его применимость в реальных условиях ( $p_n = 1$  ата) проверена экспериментально [1]. Из этого решения определим время  $t_0$  формирования зоны фильтрации, соответствующей скорости горения  $u_k$ , размер зоны  $l$ , а также положение фронта фильтрации  $L_\Phi$  через время  $t_3$  после начала фильтрации газа в поры

$$t_0 = \frac{0,656Kp_0}{m_0 \bar{\mu} u_k}, L_\Phi = 1,62 \sqrt{\frac{Kp_0 t_3}{m_0 \bar{\mu}}},$$

$$l = 1,312Kp_0 / m_0 \bar{\mu} u_k = 2t_0 u_k, \quad (2)$$

где  $K$ ,  $m_0$  — газопроницаемость и открытая пористость топлива;  $\bar{\mu}$  — средняя вязкость газа в зоне фильтрации.

Рассмотрим процесс формирования зоны фильтрации и особенности горения в зависимости от соотношения характерных времен фильтрации  $t_0$  и прогрева  $t_3$ . В зависимости от параметров, определяющих эти времена (1), (2), может осуществиться один из трех возможных вариантов.

1)  $t_0 > t_3$ . Расчет на основе экспериментальных зависимостей  $u_k(p_0)$  и  $u_n(p_0)$  (см. рис. 2) показывает, что это условие соответствует участку  $u_k(p_0)$ , расположенному левее точки 3 на рис. 4.

В рассматриваемом случае в момент воспламенения (через время  $t_3$  после начала фильтрации) скорость втекания газа в поры  $u_\Phi > u_k$ . Это означает, что установившаяся в системе скорость переноса тепла, необходимого для воспламенения топлива ( $u_k$ ), не соответствует потенциальным возможностям массопереноса (если их оценивать по средней скорости втекания газа в поры под действием перепада  $\Delta p_0$  за время  $t_3$ ). Неполное использование возможностей фильтрации является следствием того, что за время  $t_3$  газ не способен самостоятельно передать к фазе необходимый запас тепла. В этих условиях перенос тепла в системе определяется не только конвекцией, но и кондукцией, поэтому в начале горения (пока формируется зона фильтрации) скорость массопереноса превышает скорость теплопереноса. Это приводит в процессе горения к постепенному заполнению пор газом и уменьшению и без того небольшого вклада конвекции в общий теплоперенос.

Однако через время  $t_0$  после начала фильтрации скорости  $u_\Phi$  и  $u_k$  выравниваются, рост зоны фильтрации (заполнение пор) прекращается и в системе устанавливается равенство скоростей массо- и теплопереноса. Интенсивность конвективного теплопереноса в этих условиях и определяет прирост установившейся скорости горения по сравнению с нормальным режимом. После завершения формирования зоны фильтрации скорость горения стабилизируется проскоком (см. выше), а в его отсутствие — дискретным диспергированием [6].

С ростом внешнего давления соотношение времен  $t_3$  и  $t_0$  меняется, причем немонотонно. Действительно,  $t_3 \sim p_0^{-2\nu_n}$ ,  $t_0 \sim p_0^{1-2\nu_k}$ , а  $\nu_k > \nu_n$  и непрерывно растет. Поэтому пока  $\nu_k < \nu_n + 0,5$ ,  $t_3$  с ростом  $p_0$  уменьшается быстрее  $t_0$ , тем самым увеличивая несоответствие между скоростями

горения и заполнения пор газом. Это сдерживает рост  $u_k$  при увеличении  $p_0$ .

В области, где  $v_n > v_n + 0,5$ , уменьшение  $t_0$  с увеличением  $p_0$ , наоборот, происходит быстрее  $t_3$  и потери  $u_k$  от заполнения пор быстро уменьшаются. Конвективный теплоперенос и зависимость  $u_k(p_0)$  усиливаются.

Давление  $p_{св}$ , при котором  $v_k = v_n + 0,5$ , можно считать давлением срыва возмущенного горения для неплавящихся систем, поскольку оно определяет условия начала быстрого увеличения скорости процесса и перехода его на конвективный режим. До давления срыва  $t_3/t_0$  уменьшается, а после него увеличивается. Следовательно, срыв возмущенного горения происходит при выполнении условия  $d/dp \cdot (t_3/t_0) = 0$ . Поскольку при росте давления выше  $p_{св}$  неравенство  $t_0 > t_3$  уменьшается, то при определенном  $p_\phi$  установится равенство этих времен.

2)  $t_0 = t_3$ . В этом случае конец формирования зоны фильтрации совпадает с моментом воспламенения. Из (2) получаем  $L_\phi = 2l = 2l_k$ . Следовательно, средняя скорость втекания газа в поры  $u_\phi = L_\phi/t_3 > u_k$ . Это говорит о том, что к началу горения скорость массопереноса в системе все еще больше скорости теплопереноса. При конвективном горении эти скорости должны совпадать (предполагается, что кондукция и конвекция являются единственными конкурирующими между собой источниками нагрева к-фазы).

Таким образом, в рассматриваемом случае начало выполнения условия  $u_\phi = u_k$  или  $t_3 = 4t_0$  определяет границу между возмущенным и конвективным режимами горения.

3) Условие  $t_0 < t_3$  выполняется правее точки 3 на рис. 4 (при давлении выше  $p_\phi$ ). Из неравенства следует, что в момент воспламенения  $u_\phi < u_k$ . В этих условиях процесс формирования зоны фильтрации заключается в том, что после воспламенения газ, скорость которого меньше  $u_k$ , сжимается догоняющей его зоной горения, заполняя область переброски и уменьшая в ней градиент давления. Это возможный вариант объяснения плато перед пиком давления на рис. 4, д. Градиент давления перед областью переброски, наоборот, увеличивается, пока скорость фронта фильтрации не станет равна скорости горения.

В рассматриваемой области (при  $p_0 = p_*$ ) выполняется условие начала конвективного горения (см. выше). В этом режиме перенос тепла происходит со средней скоростью проникновения в поры объема газа, содержащего весь необходимый для воспламенения запас тепла. Поэтому здесь можно говорить о фильтрационном ограничении скорости горения.

Масса и скорость газа в области сжатия (см. рис. 7) при установившемся горении в среднем постоянны [6]. Поэтому импульс сил, действующих на газ в этой области, равен нулю. Учитывая, что средняя скорость газа, участвующего в теплообмене и периодически (во время существования области переброски) взаимодействующего с областью сжатия, равна скорости горения, можно прийти к выводу, что масса вытесняемого в области сжатия газа равна массе газа, участвующего в конвективном теплообмене.

Предположим, что газ вытеснен на длину зоны прогрева, тогда при линейном профиле давления выполняются равенства:

$$\begin{aligned} l_k/l &= \Delta p / \Delta p_0, & l &\geq L_\phi (t_0 \geq t_3), \\ l_k/L_\phi &= \Delta p / \Delta p_0, & l &< L_\phi (t_0 < t_3), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\Delta p$  — перепад давления на границах области вытеснения, который позволяет судить о степени использования возможностей фильтрации. Например, в конвективном режиме  $L_\phi = l_k$ , следовательно,  $\Delta p = \Delta p_0$ , что говорит о полном использовании перепада давления в зоне фильтрации.

С учетом (2) из (3) следует, что  $\Delta r$  может быть очень небольшим, даже когда скорость горения в несколько раз больше  $u_n$ . Видно также, что при  $p_0 < p_{св}$  ( $v_k < v_n + 0,5$ ) рост  $\Delta r$  отстает от  $p_0$ , а при  $p_0 > p_{св}$  опережает его.

Поскольку в конвективном режиме возможности фильтрации используются полностью, то увеличивать (как в случае возмущенного горения) интенсивность конвективного теплопереноса быстрее, чем позволяет рост  $\Delta p_0$  за счет увеличения в нем доли  $\Delta r$  становится невозможным. Поэтому при  $p_0 > p_*$  рост скорости горения замедляется, а показатель степени  $v_k$  в зависимости  $u_k(p_0)$  стабилизируется.

Поступила в редакцию 27/V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 1946, 53, 237.
3. В. К. Боболев, А. И. Карпухин, С. В. Чуйко. НТПГВ, 1965, 1, 1, 44.
4. К. К. Андреев, С. В. Чуйко. ЖФХ, 1963, 37, 1304.
5. С. Я. Куракин, В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. — В сб.: Кинетика физико-химических реакций. Черноголовка, 1977.
6. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1979, 5, 2.
7. Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, 166, 67.
8. А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. ФГВ, 1965, 1, 3.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
10. К. Куо, В. Vishnevetsky, M. Summerfield. AIAA J., 1973, 11, 4, 444.
11. В. Ф. Дубовицкий, В. Г. Коростелев и др. ФГВ, 1974, 10, 6, 841.
12. Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 720.
13. А. Э. Аверсон. — В сб.: Тепломассообмен в процессах горения. Черноголовка, 1979.
14. Кох, Даттон и др. Теплопередача, 1977, 99, 3.
15. Г. И. Баренблатт. Изв. АН СССР. ОТН, 1954, 6, 97.

УДК 662.581

### НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СПИНОВОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ТЕРМИТОВ

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

Возможность перемещения фронта горения в виде очага реакции, движущегося по спирали, впервые обнаружена [1] при горении гетерогенных систем типа металл — газ. Это явление названо спиновым горением. Подробное экспериментальное исследование [2] выявило основные закономерности этого процесса. В [3—5] активно развивается теория спиновых режимов горения. Показана возможность существования таких режимов при горении безгазовых систем. Экспериментальное подтверждение этому получено в работе [6], проведенной на интерметаллических системах.

Ниже излагаются результаты изучения основных закономерностей спиновых режимов при горении термитных составов. Наибольшее внимание уделено тем вопросам, которые не рассматривались ранее.

С целью выбора объектов исследования изучено горение ряда термитных систем при различной степени разбавления исходных компонентов продуктами реакции. Визуальные наблюдения в процессе горения и анализ образцов после горения (на цилиндрической поверхности запрессованного образца остается след, характерный для каждого режима) показали, что для большинства исследованных систем предельный режим горения — автоколебательный (после горения — ряд параллельно расположенных кольцевых углублений). Спиновый режим (спи-