

УДК 536.46

В. Е. ЗАРКО

УСТОЙЧИВОСТЬ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

Проблема устойчивости зажигания возникает в случае импульсного действия внешних тепловых источников. Опыт показывает, что при достаточно интенсивном нагреве конденсированного вещества (КВ) после начальной вспышки может происходить его погасание, если резко отключить внешний источник энергии. Это явление характерно для широкого круга типов КВ, однако для конкретности в настоящей работе будут рассмотрены только вещества, способные самостоятельно гореть при отсутствии окислителя в окружающей среде. К ним относятся высокоэнергетические материалы типа взрывчатых веществ, твердых ракетных топлив, перосоставов и т. п.

Физическая причина неустойчивости зажигания как невозможности перехода к стационарному горению впервые названа Я. Б. Зельдовичем в работе [1]. Однако сформулированные в ней представления, по которым для устойчивого зажигания необходимо нагреть поверхность КВ до температуры кипения при условии, что градиент температуры не превысит таковой при стационарном горении, в настоящее время могут рассматриваться только как гипотетические, поскольку механизм горения реальных КВ, как впоследствии установлено, значительно отличается от постулированного в [1]. Отметим также, что использованный в [1] метод рассуждений нельзя признать достаточно обоснованным. Предполагалось, что выполнение в некоторый момент времени фиксированных условий (достижение заданного уровня температуры на поверхности и т. п.) гарантирует выход на стационарный режим горения, а невыполнение ведет к погасанию. При этом игнорировалась динамика переходного процесса и ее зависимость от различных параметров. Поэтому формальное применение такого подхода может давать ошибочные результаты. По этой причине выводы ряда работ в данном направлении [2—4] требуют дополнительной проверки.

Очевидно, теоретическое решение проблемы следует искать с применением методов современной теории нестационарного горения КВ. В ее рамках сформулированы различные подходы и получены важные качественные результаты. В то же время имеются внутренние трудности, обусловленные недостаточным уровнем завершенности теории и ее математического обоснования. Что касается эксперимента по устойчивости зажигания КВ, необходимо отметить его недостаточную информативность и сравнительно малый объем систематических исследований.

Цель настоящей работы — провести критический анализ имеющихся данных по экспериментальному и теоретическому исследованию устойчивости зажигания КВ и наметить пути решения проблемы.

Терминологические аспекты проблемы

Для последующего рассмотрения требуется уточнить исходные понятия момента и устойчивости зажигания. Простейшие представления о зажигании базируются на экспериментах со сравнительно слабым¹ теплоподводом, когда после заметного индукционного периода происходит резкий самоускоряющийся разогрев поверхностного слоя КВ, появляется вспышка в газе и инициируется самоподдерживающееся горение, устойчивость перехода к которому практически не зависит от времени «передержки» теплоподвода. В этом случае момент зажигания легко определяется по времени начала резкого самоускорения нагрева, регистрируемому практически с одинаковой точностью по сигналам термомпар и фотодатчиков и по появлению пламени на киноплёнке.

Однако картина зажигания более мощными тепловыми потоками уже не допускает такой простой интерпретации. Во-первых, саморазогрев КВ за счет экзотермических реакций происходит на фоне быстрого роста температуры поверхности, и момент зажигания невозможно выделить простыми средствами, например с помощью визуализации или простейшего анализа сигнала термодатчика. Во-вторых, различные инструментальные средства (термомпары на поверхности и в газе, фотодатчики и кинорегистрация) регистрируют «факт зажигания» в различные моменты времени, что объективно отражает сложность механизма реагирования высокоэнергетических КВ. Например, при зажигании КВ с относительно слабореакционными продуктами газификации (нитроглицериновые пороха, нитроклетчатка, нитроамины) вспышка в газе происходит значительно позже, чем тепловое самоускорение в поверхностном слое. Вместе с тем при резком отключении мощного внешнего теплоподвода может реализоваться погасание, вероятность осуществления которого зависит от общего времени действия внешнего источника энергии.

При формальном рассмотрении факт погасания отрицает факт предшествующего зажигания, что находит отражение в существующих определениях зажигания. Так, в [5] сформулировано, что зажигание следует считать неполным, если после удаления внешнего источника энергии не развивается стационарное горение. Аналогично в [6] утверждается, что реальное зажигание КВ не произошло, если оно не горит стационарно. Возникает определенное противоречие со здравым смыслом, если применять такие определения, например, к зажиганию КВ, не способных в данных условиях к самостоятельному горению. В частности, это могут быть нитроглицериновые пороха при низких давлениях или в условиях значительного теплоотвода. Очевидно, что при непрерывном действии внешнего теплового потока такие КВ будут полноценно зажигаться и полностью сгорать.

Сформулированный вопрос о полноте зажигания можно легко разрешить, если учесть двойственную природу понятия «зажигание». Действительно, с одной стороны, этот термин используется для обозначения факта инициирования быстрых экзотермических реакций, а с другой — для обозначения начальной фазы горения. При этом в первом случае он характеризует событие, а во втором — процесс. Аналогичные рассуждения приведены в работе [7]. Наверное, более точно следовало бы в первом случае использовать термин «воспламенение» («inflammation»), а для второго оставить термин «зажигание», что полностью соответствует общепринятому значению этого слова. При использовании единого термина необходимо указывать, какому конкретному явлению он соответствует.

Попробуем сформулировать определения воспламенения и устойчивого зажигания КВ. Под воспламенением КВ будем понимать инициирование интенсивных экзотермических реакций в конденсированной или

¹ По отношению к максимальному тепловому потоку в волне горения.

газовой фазе при локальном действии внешнего источника энергии. Упоминание о локальном характере нагрева подчеркивает отличие воспламенения от теплового взрыва (самовоспламенения), при котором КВ однородно прогревается по всему объему. Возможность инициирования экзотермических реакций в поверхностном слое КВ или в продуктах его газификации зависит как от природы вещества, так и от внешних условий. В частности, вспышка в газе будет облегчаться при наличии в нем горячих точек (частицы металлов, оксидов, катализаторов) и, напротив, будет ингибироваться в случае разбавления холодным газом, при конвективном перемешивании и т. п.

В связи со сложностью и разнообразием механизмов реагирования КВ универсальные критерии воспламенения сформулировать невозможно. Вид конкретных критериев воспламенения зависит от типа КВ и условий теплопередачи, а также от сути поставленной задачи. Например, при определении брутто-кинетических параметров экзотермической реакции методом решения обратных задач химической кинетики с использованием экспериментальных данных по задержкам зажигания необходимо формулировать такой критерий воспламенения, который надежно регистрируется в эксперименте и однозначно устанавливается в теоретическом расчете. Адекватность теоретического и экспериментального способов определения момента воспламенения имеет здесь особое значение, причем вовсе не обязательно, чтобы воспламенение сопровождалось переходом к стационарному горению КВ.

Переход от воспламенения к развитому горению КВ составляет суть процесса зажигания, и устойчивость зажигания фактически есть устойчивость нестационарного горения КВ при изменяющемся во времени внешнем теплоподводе. Упрощенно задачу об устойчивости зажигания можно сформулировать в виде вопроса: осуществится ли переход к самоподдерживающемуся² горению КВ, если достаточно быстро отключить внешний источник энергии сразу или с конечной задержкой после выполнения некоторого критерия, например после появления вспышки в газе?

Анализ тепловой картины при нагреве КВ от внешнего источника показывает, что переходные процессы в начальной фазе горения обусловлены трудностями воспроизведения температурных полей в конденсированной и газовой фазах, совпадающих с таковыми при стационарном горении. В частности, приближенно приняв экспоненциальное распределение температуры в волне стационарного горения КВ, получим, что тепловой поток $q(t)$ в точке, отстоящей на расстоянии l от горячей поверхности, меняется во времени по закону:

$$q(t) = \begin{cases} q_s^0 \exp\left[-\frac{c\rho u^0}{\lambda}(l - u^0 t)\right], & 0 < t \leq \frac{l}{u^0}, \\ q_s^0 = c\rho u^0 (T_s^0 - T_0) \equiv \text{const}, & t > \frac{l}{u^0}, \end{cases}$$

где c , ρ , λ — удельная теплоемкость, плотность и теплопроводность конденсированной фазы (к-фазы); T_s^0 и u^0 — температура поверхности и скорость стационарного горения. При этом запас тепла в к-фазе $Q^0 = \frac{\lambda}{u^0} (T_s^0 - T_0)$. Если же КВ нагревать постоянным тепловым потоком q_s^0 , то за счет ускоренного на начальной стадии разогрева в момент достижения T_s^0 запас тепла в к-фазе $q_s^0 t_s = \frac{\lambda}{u^0} Q^0$, т. е. меньше, чем в волне стационарного горения. Здесь t_s — время зажигания. Ниже будет показано, что для накопления тепла в к-фазе требуется осуществлять горение с пониженной по сравнению со стационарной скоростью. Сле-

² Режим самоподдерживающегося горения может быть стационарным или автоколебательным.

довательно, в рассмотренном примере при отключении постоянного теплового потока q_s^0 сразу по достижении T_s^0 должен осуществляться переходный процесс горения с понижением уровня скорости горения и последующим выходом на стационарный режим (или погасанием).

Результаты экспериментальных исследований

Методика и техника эксперимента. Традиционно устойчивость зажигания КВ исследуется способом ступенчатого экспонирования: при последовательном увеличении длительности внешнего теплового воздействия известной интенсивности устанавливается граница воспламенения (минимальное время облучения) КВ, после чего определяется интервал допустимых передержек теплового потока. Из общих физических соображений ясно, что результаты такого исследования должны зависеть от временного закона изменения амплитуды теплового потока. В частности, если после воспламенения очень медленно снижать до нуля интенсивность внешнего теплоподвода, можно устойчиво зажечь КВ при любой по величине начальной интенсивности теплового потока. Следовательно, для определенности задачи необходимо потребовать, чтобы время отключения внешнего источника энергии было строго фиксированным и составляло малую долю характерного времени тепловой релаксации к-фазы КВ.

Обычными средствами регистрации характеристик зажигания служат визуализация вспышки в газе, регистрация свечения фотоприемником, а температуры — термодатчиком или спектральным методом. Кроме того, можно использовать методы динамической регистрации реактивной силы, давления, скорости горения, при этом важно учитывать особенности и ограничения конкретных способов, в том числе обусловленные их пространственным и временным разрешением. Так, например, температура обычно определяется в локальных точках, тогда как регистрация давления, свечения, реактивной силы в большинстве случаев носит интегральный характер. В то же время неоднородности реагирования на поверхности КВ, обусловленные неоднородным распределением компонентов или неравномерностью нагрева, приводят к отличию локальных характеристик зажигания от интегральных, что может служить источником ошибок при обработке экспериментальных данных и при сравнении с расчетными результатами.

Зажигание при умеренном³ теплоподводе. Одно из первых систематических исследований устойчивости зажигания КВ выполнено в работах [8, 9]. Изучалось зажигание лучистым потоком двухосновных топлив в среде азота при $p = 1$ атм, источник — графитовый излучатель со временем отключения 0,03 с. Обнаружено, что существуют нижнее q_{min} и верхнее q_{max} предельные значения потока излучения. Нижний предел означает, что при данном и меньших уровнях потока излучения устойчивое зажигание КВ происходит при любой длительности передержки теплового импульса. Верхний предел соответствует уровню потока излучения, отключение которого немедленно после вспышки в газе приводит к погасанию. Допустимая передержка потока излучения Δt_3 при $q = q_{max}$ равняется времени отключения источника энергии Δt_q . При промежуточных уровнях светового потока реализуется область конечных передержек тепловых импульсов, при которых осуществляется переход к самоподдерживающемуся горению. Как впоследствии установлено, конфигурация этой области зависит от состава КВ и величины Δt_q .

Экспериментальные данные [9] показаны на рис. 1, а. Видно, что более прозрачный порошок Н обладает значительно большей устойчивостью зажигания. В частности, для него не удалось определить q_{max} ,

³ Это означает, что внешний тепловой поток сравним по величине с потоком тепла на поверхности стационарного горящего КВ.

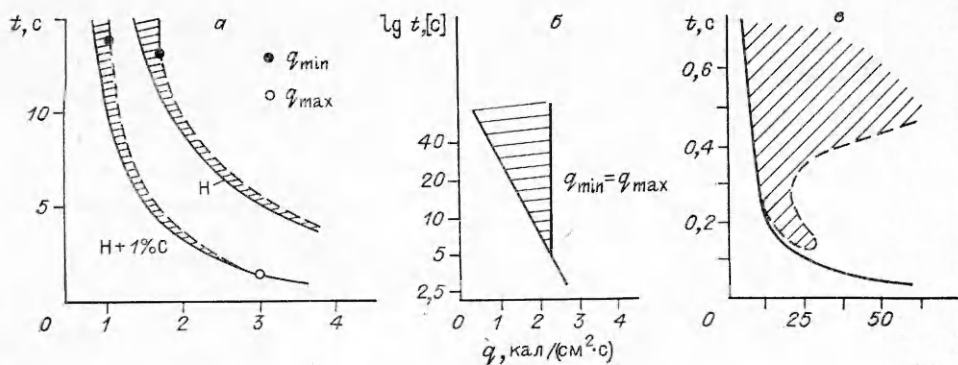


Рис. 1. Области устойчивого зажигания (заштрихованы) для порохов Н и Н + 1 % С (а), смешеного топлива (80 % ПХА + 20 % полимерное связующее) (б) и для смеси ПХА с уротропином (в).

а) ———— минимальные времена зажигания, t_3 ; - - - - максимальные передержки потока излучения, Δt_3 ($p = 1$ ат N_2 [9]); б) $p = 100$ Торр Ar [16]; в) $p = 1$ ат, воздух [17].

так как оно оказалось выше максимального потока на установке с графитовым излучателем.

Аналогичные данные получены при зажигании нитроглицериновых порохов горячим газом [10, 11]. Образцы пороха нагревались в условиях кондуктивной (через газовый зазор от металлической фольги, разогреваемой электрическим током) и конвективной теплопередачи (за счет потока горячего газа, набегающего по нормали на поверхность КВ). Для пороха Н + 1 % С в условиях кондуктивного нагрева горячим газом $q_{max} = 1,5 \div 1,8$ кал/(см²·с), а в условиях конвективного нагрева $q_{max} \approx 4$ кал/(см²·с). Количественное отличие от результатов опытов по зажиганию потоком излучения ($q_{max} = 3,5$ кал/(см²·с)) обусловлено спецификой нагрева горячим газом, особенно при кондуктивной теплопередаче. В установке для кондуктивного нагрева КВ газообразные продукты разложения пороха, попадая в покоящийся горячий газ, начинают экзотермически реагировать при сравнительно низкой температуре на поверхности пороха ($\sim 180-200^\circ C$). За счет этого эффективная теплопередача к поверхности образца возрастает. Согласно измерениям, сделанным с помощью миниатюрных калориметров, величина теплового потока в момент зажигания приблизительно в 2 раза превышает средний уровень теплового потока, действовавшего в течение основного времени нагрева. Таким образом, значение q_{max} в данном случае оказывается близким к определенному на световой установке, однако запас тепла в к-фазе при этом меньше на десятки процентов.

Результаты подобных исследований опубликованы в работах [12—14]. В них приведены качественные и количественные данные по устойчивости зажигания нитроэфирных и некоторых смешеных твердых ракетных топлив при $p = 5 \div 30$ атм и $q \leq 100$ кал/(см²·с). Показано, что устойчивость зажигания повышается с увеличением давления и прозрачности КВ, а также с ростом характерного времени отключения внешнего потока излучения и при введении катализатора в нитроэфирное топливо.

Напомним, что в данной статье под устойчивостью зажигания понимается осуществление перехода к самоподдерживающемуся горению после резкого отключения поджигающего источника. Качественно это характеризуется длительностью допустимых передержек теплового потока. К сожалению, несмотря на важность таких исследований для теории и практических приложений, данные по допустимым передержкам поджигающих тепловых потоков в доступной литературе весьма ограничены. К перечисленным выше можно добавить данные по зажиганию чистого октогена [15], безметалльных смешеных топлив при пониженных давлениях [16] и на воздухе [17].

В опытах с прессованным октогеном обнаружено существенное влияние параметров газовой среды на устойчивость переходного процесса

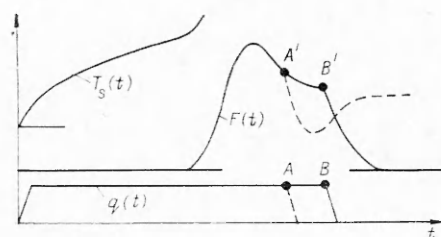


Рис. 2. Временная диаграмма сигналов температурой поверхности, реактивной силы и потока излучения.

[15]. Так, предельное значение потока излучения ксеноновой лампы (время отключения 0,013 с) для образцов октогена с добавкой 1 % сажи на воздухе $q_{\max} = 70$ кал/(см² · с), тогда как в азоте $q_{\max} = 6,5$ кал/(см² · с). В то же время повышение давления азота до 2 атм повлекло увеличение q_{\max} до 50 кал/(см² · с).

Данные по зажиганию CO₂-лазером (время отключения 0,08 с) смеси топлива представлены на рис. 1, б, из которого видно, что здесь реализуется случай $q_{\min} = q_{\max}$. Это означает, что при $q \leq q_{\min}$ можно неограниченно долго поджигать КВ, а при более высоких уровнях потока передержка любой длительности ведет к погасанию. На рис. 1, в представлены данные [17] по зажиганию ксеноновой лампой на воздухе смеси ПХА с уротропином (коэффициент избытка окислителя 1,2). Видно, что при $q = 22 \div 30$ кал/(см² · с) существует полуостров зажигания, при больших и меньших тепловых потоках после конечной передержки всегда реализуется переход к самоподдерживающемуся горению. Время отключения потока излучения составляло 3 % от времени облучения.

Качественный анализ экспериментальных результатов. Результаты по устойчивости зажигания можно логично объяснить в рамках представлений об устойчивости переходных режимов горения КВ. Простейший тип таких режимов — переход со стационарного горения под воздействием внешнего излучения на режим самоподдерживающегося горения, когда внешнее воздействие отсутствует. При фиксированных условиях горения и скорости отключения внешнего источника существует предельное значение теплового потока, соответствующее погасанию КВ при его отключении. Это предельное значение тесно связано с величиной q_{\min} , определяемой в опытах по устойчивости зажигания.

Рассмотрим физическую картину зажигания КВ. На рис. 2 схематически изображены кривые сигналов поверхностной термопары и реактивной силы F продуктов газификации при действии постоянного теплового потока. Дополнительную информацию можно получить, регистрируя излучение из приповерхностного слоя и проводя киносъемку нагрева КВ. Изображенная картина соответствует зажиганию тепловым потоком, меньшим по величине, чем поток на поверхности КВ, стационарно горящего в самоподдерживающемся режиме. Это означает, что в момент зажигания запас тепла в поверхностном слое превышает таковой для стационарного горения. Поэтому реализуется начальный пик реактивной силы (скорости горения) с последующим переходом к стационарному горению при действии внешнего теплового потока. Если поток излучения отключить в момент, соответствующий точке А, происходит переход к самоподдерживающемуся режиму горения. На рис. 1, а этому будет соответствовать точка в области полуострова воспламенения с конечной длительностью передержки теплового потока. Если же поток излучения отключить на участке стационарного горения (точка В), происходит погасание КВ, если только действующий поток превышает некоторое критическое значение (q_{\min} в обозначениях рис. 1, а).

Величина q_{\min} приближенно определяется в опытах по зажиганию по асимптотическому поведению кривой допустимых передержек теплового потока, $\Delta t_s(q)$. По физическому смыслу q_{\min} совпадает с критическим значением теплового потока, отключение которого гасит стационар-

нарно горящее КВ. Результаты [8, 9] подтверждают этот вывод, по крайней мере, для нитроглицериновых порохов.

Постепенное уменьшение величины Δt_3 с ростом уровня теплового потока выше q_{min} обусловлено снижением избыточного запаса тепла в к-фазе, создаваемого при нагреве от внешнего источника энергии. При достижении значения q_{max} величина Δt_3 становится равной времени срабатывания оптического затвора. Из численных оценок следует, что запас тепла в к-фазе пороха Н с добавкой 1 % сажи при зажигании в нормальных условиях потоком излучения q_{min} приблизительно в 4,5 раза превосходит запас тепла в стационарной волне горения, а при зажигании потоком q_{max} — не более чем 1,5 раза. Если учесть, что начальное выгорание происходит с повышенной скоростью и предварительно прогоревший слой частично или полностью сгорает за время срабатывания затвора, погасание КВ при отключении q_{max} качественно можно объяснить за счет неустойчивости нестационарного горения недогретых слоев к-фазы КВ.

Результаты физических наблюдений показывают, что на пределе устойчивости горения реагирование поверхностного слоя двухосновных порохов носит очаговый характер, а значения критических тепловых потоков существенно зависят от наличия окислителя в окружающей среде. По данным скоростной киносъемки при отключении потока излучения, близкого по величине к q_{max} , наблюдается временное погасание на большей части поверхности КВ. Повторное воспламенение осуществляется путем распространения пламени от отдельных горящих струек, сохраняющихся в это время над локальными точками поверхности. Поверхностные термпары дают показания, зависящие от их расположения на поверхности: на погасших участках регистрируется остывание, на реагирующих⁴ — понижение темпа нагрева из-за удаления пламени от поверхности.

Замена азота на воздух приводит к увеличению q_{max} в несколько раз, поскольку кислород воздуха вступает в реакции с продуктами газификации пороха Н и обеспечивает повышенную устойчивость пламени. Детальное исследование влияния кислорода на кинетику переходных процессов не проводилось, однако представляют интерес качественные данные, полученные с помощью динамической регистрации сигнала реактивной силы [18]. Опыты проводились на цилиндрических образцах диаметром 1 см пороха Н с добавкой 1 % сажи, снабженных оболочкой из тонкой слюды, выступающей на несколько миллиметров над поверхностью пороха. Поток излучения от ксеноновой лампы величиной 3 кал/(см²·с) отключался сразу после вспышки в газе. При этом происходило погасание как в среде азота, так и на воздухе. Если же зажиганию на воздухе подвергался образец без охранной оболочки, после кратковременного пригасания с понижением сигнала реактивной силы практически до нулевого уровня происходило самовоспламенение образца вплоть до $q = 15$ кал/(см²·с). Киносъемка и осмотр погашенных образцов показывают, что при резком отключении потока излучения ($\sim q_{max}$) на реагирующей поверхности внезапно образуется густая сетка пузырей диаметром десятки и сотни микрон. Эта сетка имеет наибольшую плотность на непрозрачных образцах пороха Н + 1 % С.

Зажигание мощными тепловыми потоками. При значительном повышении интенсивности внешнего теплоподвода картина зажигания КВ существенно модифицируется. Типичные представители твердых топлив содержат, как правило, плавящиеся или сублимирующие компоненты, поэтому при достижении на поверхности КВ температуры фазового перехода вступает в действие фактор интенсивной газификации поверхностного слоя. Высокая скорость оттока продуктов газификации может

⁴ Отметим, что относительная доля реагирующей поверхности при временном погасании невелика. Соответственно лишь в малой части экспериментов термпара «попадает» в горячее пятно.

препятствовать их воспламенению в газовой фазе. Так, в работе [19] установлено, что при зажигании вторичных ВВ (тротил, тетрил) мощными тепловыми потоками, для которых расчетная температура срыва теплового равновесия в ж-фазе превосходит температуру кипения, экзотермические реакции в газе идут со значительной задержкой. Появлению вспышки предшествует стадия интенсивной газификации, причем яркое свечение (вспышку) в ряде опытов удается зарегистрировать только на воздухе. Например, при зажигании тетрила в азоте при $p = 1$ атм потоками излучения CO_2 -лазера интенсивностью свыше $70 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ светящееся пламя не образуется.

При действии экстремально высоких уровней тепловых потоков проявляются факторы, обусловленные спецификой нагрева полупрозрачных веществ и влиянием шероховатости поверхности. Так, при зажигании тетрила излучением лазера на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $q = 10^3 \div 10^4 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) расчетная температура на поверхности в момент появления вспышки в газе составляет всего $30\text{--}60^\circ\text{C}$ [20]. Этот результат может быть объяснен на основе гипотезы о локальном разогреве сильно поглощающих микровключений, например сажевых частиц размером менее 10^{-5} м . При зажигании смесевых твердых топлив на основе ПХА и октогена в условиях вдува струи горячего газа в глухую щель, давление в которой повышалось со скоростью до 10^6 ат/с ($t_s \approx 0,5 \text{ мс}$), расчетная температура на поверхности в момент начала интенсивной газификации и появления свечения в газе составляла 180°C . Расчеты показывают [21], что при таких темпах нагрева температура отдельных неровностей поверхности образцов КВ превышает среднее значение на десятки и сотни градусов.

Сложности экспериментирования с мощными тепловыми потоками не позволили получить в перечисленных работах корректные данные по устойчивости переходных процессов при отключении внешнего источника. В частности, не осуществлялся контроль за текущим значением уровня теплового потока. На основе результатов [22, 23] можно лишь косвенно судить о более высокой устойчивости зажигания перхлоратаммониевых топлив по сравнению с нитроамминовыми.

Теоретические подходы

Формулировка проблемы. Результаты экспериментов показывают, что устойчивость переходного процесса при зажигании зависит от запаса в твердом топливе тепла, скорости отключения внешнего энергетического источника, уровня давления и физико-химических параметров топлива, в том числе его прозрачности и кинетических характеристик. Возникает вопрос, насколько адекватно объясняет теория наблюдаемые в опыте закономерности.

Одна из первых попыток теоретического описания явления сделана в работе [2]. При рассмотрении задачи о зажигании твердых топлив интенсивными конвективными потоками использована гипотеза [1]: устойчивость перехода к горению обеспечивается, если температура поверхности равна заданной величине $T = T_s^0$, а градиент температуры на поверхности не превышает критического значения. Одновременно делались предположения о постоянстве температуры поверхности стационарно горящего топлива T_s^0 при данном давлении и об эндотермической газификации топлива. Решение задачи о нагреве с последующей газификацией вещества дает зависимость времени зажигания от величины конвективного теплового потока. Аналогичная постановка использовалась в работе [3] в задаче о зажигании лучистым потоком. В ней также делалось предположение, что при выполнении в данный момент времени условий по достижению заданного уровня температуры и ее градиента на поверхности обеспечивается устойчивость последующего переходного процесса.

Очевидна, однако, ограниченность такого подхода, поскольку в нем не рассматривается динамика переходного процесса горения, зависящая от распределения температуры в к-фазе и химической кинетики реагирования КВ. Поэтому результаты предсказаний [2, 3] требуют дополнительного обоснования.

Возможности аналитического описания процесса нестационарного горения весьма ограничены, поскольку эта задача существенно нелинейная. В связи с этим необходимо привлекать методы численного моделирования. Полная постановка задачи в упрощенном виде включает уравнение энергии для к-фазы с соответствующими начальными и граничными условиями, а также уравнение для расхода реагирующего вещества. Вероятно, первая попытка такого моделирования сделана в работе [24], где последовательно рассмотрен нагрев топлива от внешнего источника и переходный процесс после отключения внешнего теплоподвода.

В [24—26] принято резко упрощающее задачу допущение об адиабатичности процессов в к-фазе (тепловой поток из газа равен нулю) и учтено, что реакция в твердом топливе подчиняется первому порядку и протекает до заданной степени превращения вещества.

В работе [27] рассматриваемая задача сформулирована без учета выгорания вещества, однако подробно учтено изменение во времени теплового потока, поступающего к поверхности топлива. С момента «включения» экзотермических химических реакций на поверхности твердого топлива вырабатываемый ими поток тепла суммируется с внешним теплоподводом и потоком тепла из газовой фазы. Последний приближенно полагается постоянным во времени и равным потоку в стационарной волне горения при данном давлении. Нестационарное горение вещества в переходном процессе происходит при действии суммарного теплового потока через поверхность к-фазы.

В ряде работ задача о переходе к горению сформулирована на основе феноменологического подхода Зельдовича — Новожилова [28]. Существенная черта этого подхода — использование эмпирической информации о зависимости скорости горения от начальной температуры.

В работе [12] сделана одна из первых попыток использования феноменологического подхода для расчета зажигания твердых топлив. В ней детально учтено изменение во времени теплового потока, проникающего в к-фазу, и дан пример расчета для непрозрачного КВ. Более сложная задача о динамике зажигания потоком излучения полупрозрачного КВ численно решена в [29]. Дополнительно в ней учтено, что на начальной стадии зажигания реализуется отличный от волны горения макрокинетический закон реагирования в к-фазе.

Отметим, что до последнего времени теоретические подходы оперировали в основном с моделями гомогенных твердых топлив и с единственной эффективной экзотермической реакцией. Теория нестационарного горения реальных гетерогенных многокомпонентных смесей еще не создана, однако имеются обнадеживающие успехи в разработке моделей зажигания современных смесевых твердых топлив. Так, в [30, 31] рассмотрены задачи о зажигании твердых топлив с одновременно протекающими экзо- и эндотермической реакциями как в объеме, так и на гетерогенных поверхностях. Усовершенствованная модель зажигания перхлоратаммониевого смесевоего твердого топлива представлена в работе [32]. В ней проведен детальный учет химической кинетики реагирования вещества в конденсированной и газовой фазах, а также на поверхности их раздела. Гетерогенность структуры учтена в двумерной геометрии. Для моделирования зажигания в реальных условиях ракетного двигателя учтен нагрев газа вблизи поверхности топлива за счет быстрого подъема давления.

Результаты расчетов. С точки зрения корректного сопоставления теоретических и экспериментальных данных наибольший интерес представляют результаты расчета временных характеристик процесса. Как

сказано выше, строгое аналитическое решение задачи об устойчивости зажигания отсутствует, однако в рамках феноменологического подхода удастся сформулировать полезное соотношение, позволяющее качественно предсказывать динамику изменения скорости горения [33].

Запишем уравнение теплопроводности с граничными и начальными условиями:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c\rho u \frac{\partial T}{\partial x}; \quad (1)$$

$$x = 0 \quad : \quad T = T_s(u),$$

$$x = -\infty \quad : \quad \partial T / \partial x = 0,$$

$$t = 0 \quad : \quad T = T_0. \quad (2)$$

Для замыкания задачи используем основное предположение феноменологической теории об универсальности мгновенной связи между скоростью горения u , градиентом и уровнем температуры на поверхности:

$u = u(f, T_s)$, где $f = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}$. Конкретизируя эту связь, запишем первый

интеграл уравнения (1) в стационарном случае, т. е. при $\frac{\partial T}{\partial t} \equiv 0$, $u = u^0$, $T_s = T_s^0$:

$$c\rho u^0 (T_s^0 - T_0) = \lambda f. \quad (3)$$

Согласно феноменологической теории, эта связь справедлива и в нестационарном случае:

$$c\rho u(t) [T_s(u) - T_0^*(u)] = \lambda f(t), \quad (3a)$$

где $T_0^*(u)$ — эффективное значение начальной температуры КВ, соответствующее мгновенному уровню скорости горения. Для вычисления $T_0^*(u)$ используется эмпирическая зависимость $u^0 = u^0(T_0)$.

Принтегрируем по пространственной координате уравнение (1) с учетом (3a):

$$c\rho \int_{-\infty}^0 \frac{\partial T}{\partial t} dx = \lambda f - c\rho u (T_s - T_0) = c\rho u [T_0 - T_0^*(u)] = \frac{\partial \Delta H}{\partial t}. \quad (4)$$

Здесь ΔH — избыток теплосодержания в к-фазе по отношению к номинальному его значению в стационарной волне горения. Из (4) следует, что для восполнения запаса тепла в к-фазе необходимо осуществлять горение с пониженной по отношению к стационарной скоростью, а для его расходования — с более высокой. Таким образом, качественно можно предсказать, что при нагреве КВ мощным тепловым потоком, когда в

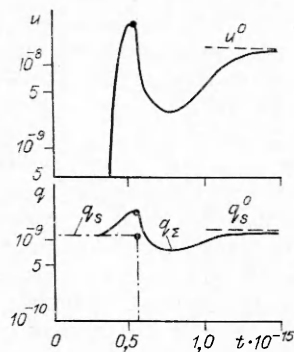


Рис. 3. Динамика изменения нестационарной скорости горения u и суммарного теплового потока q_x на реагирующей поверхности при $q_s = \text{const}$.

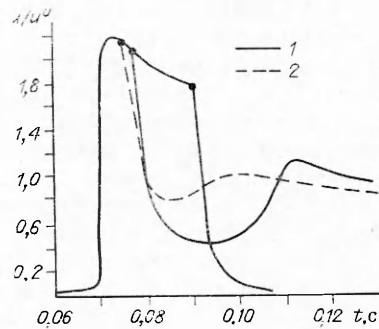
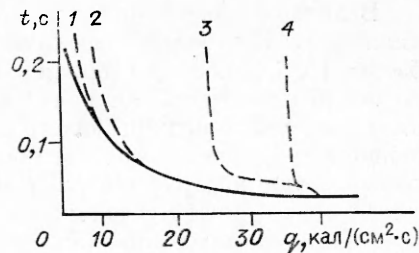


Рис. 4. Динамика поведения нестационарной скорости горения при действии трапецидального импульса теплового потока ($t_p = 0,001$ с (1) и 0,003 с (2)).

Рис. 5. Расчетные кривые допустимых передержек при зажигании полупрозрачного (коэффициент экстинкции 600 см^{-1}) КВ потоком излучения (сплошная линия — нижняя граница зажигания, $t_q = 0,02 \text{ с}$).
 $t_p, \text{ с}$: 1, $\varepsilon = 0,05$, 2 — 0,16, 4 — 0,02 [29];
 $\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_0} \cdot 10^3, \text{ К}^{-1}$: 1 — 8, 2, 4 — 7, 3 — 6, 4;
 $u^0, \text{ см/с}$: 1, 3 — 0,13, 2 — 0,07, 4 — 0,2.



момент воспламенения запас тепла в κ -фазе оказывается относительно малым, скорость горения в переходном режиме должна быть в течение определенного промежутка времени ниже стационарного уровня. Прогнозировать погасание при переходе к горению удается лишь с помощью численных методов.

Результаты численного моделирования немногочисленны и носят в основном иллюстративный характер. Один из первых результатов [27] таких расчетов приведен на рис. 3. Видно, что при зажигании постоянным тепловым потоком, приблизительно равным потоку на поверхности при стационарном горении, реализуется начальный максимум скорости горения с последующим достаточно глубоким спадом и колебательным выходом на стационарный уровень. Колебания величины u в переходном процессе прежде обнаружены в работе [24]. Устранение начального пика скорости горения достигается понижением во времени внешнего потока тепла. Устойчивость переходного процесса в условиях «передержек» теплового потока в [24, 27] не определялась.

Пример расчета [12] динамики переходного процесса при действии на поверхность непрозрачного КВ трапецидального импульса излучения различной длительности показан на рис. 4. Видно, что снижение темпа отключения потока излучения способствует повышению устойчивости зажигания, а переоблучение ведет к погасанию. Влияние прозрачности на устойчивость зажигания КВ лучистым потоком исследовано в работе [29]. В согласии с экспериментом получено, что более прозрачные КВ обладают повышенной устойчивостью зажигания. Кроме того, в [29] приведены данные по влиянию на устойчивость зажигания температурного коэффициента и уровня скорости горения. На рис. 5 сплошная огибающая кривая соответствует минимальному времени облучения трапецидальным импульсом, обеспечивающим переход к самоподдерживающемуся горению без заметного понижения скорости выгорания в момент прекращения облучения. Штриховые линии соответствуют максимальным временам облучения, при превышении которых топливо гаснет. Критерием погасания служило понижение скорости горения до уровня менее 5 % от стационарного при самоподдерживающемся горении. Из данных, приведенных на рис. 4, следует, что снижение температурной чувствительности и рост скорости горения ведут к повышению устойчивости зажигания.

Обсуждение результатов

Как видно из изложенного, наиболее логичное объяснение получают результаты по устойчивости зажигания тепловыми потоками, не превышающими потоки в стационарной волне горения. Образующийся при нагреве внешним источником энергии запас тепла обеспечивает переход к самоподдерживающемуся горению, и это неплохо согласуется с теоретическими данными, в том числе и с результатами расчета устойчивости стационарного горения при отключении постоянного потока излучения. Так, в [7] сделано заключение, что такой переходный процесс устойчив лишь в тех случаях, когда возмущающий тепловой поток по величине ниже стационарного.

В литературе, однако, имеется множество данных по «устойчивому» зажиганию КВ более высокими тепловыми потоками (см., например, обзоры [6, 34]). Характерная особенность этих данных состоит в том, что после возникновения начальной вспышки в газе требуется длительная передержка поджигающего потока для обеспечения самоподдерживающегося горения после отключения внешнего источника (см. рис. 1, в, правые ветви на графиках задержек зажигания). Дальнейшее увеличение Δt_s не ухудшает устойчивость переходного процесса.

Анализ данных по зажиганию большими тепловыми потоками показывает, что за время Δt_s в большинстве случаев успевает установиться стационарный режим горения под действием данного потока тепла (излучения). Это следует из простых оценок выгорания предварительно прогретого слоя и из экспериментальных данных [14, 18]. Возникает вопрос, как это согласуется с заключением о невозможности перехода к самоподдерживающемуся горению после сильного возмущения процесса?

Отметим, что в опытах по устойчивости зажигания в основном регистрируется только факт перехода к горению, но не измеряются динамические характеристики этого процесса. В то же время известно, что существует ряд факторов, обуславливающих аномально высокую устойчивость нестационарного горения. Например, при горении нитроглицериновых порохов на их поверхности образуется ажурный слой углеродистых продуктов реакции. В [14] обнаружено, что для устойчивого зажигания катализированного двухосновного пороха потоком излучения, сравнимым со стационарным потоком тепла на горячей поверхности, требуется переоблучать некоторое время воспламенившийся порошок, чтобы обеспечить появление развитого сажистого каркаса на поверхности. Замечено, что при длительном воздействии потока излучения с неоднородным распределением энергии по сечению пучка на поверхности образца появляются области неоднородного реагирования, обуславливающие повышенную устойчивость горения периферийных участков образцов КВ [14]. Можно отметить также такие слабо контролируемые факторы, как изменение доли отраженного и поглощенного излучения в момент начала пиролиза к-фазы, образование пузырей в поверхностном слое при резком отключении нагрева. Очевидно, учет перечисленных факторов во многих случаях сразу позволяет объяснить наблюдаемую аномально высокую устойчивость зажигания несоответствием экспериментальных условий строгой постановке задачи. Если окажется, что в каких-либо случаях такие объяснения не проходят, это может служить основанием для соответствующей корректировки теоретических представлений.

Интересно рассмотреть качественные закономерности изменения устойчивости зажигания при вариации давления. Понижение устойчивости зажигания в условиях субатмосферного давления в целом хорошо согласуется с представлением о слабой интенсивности газофазного реагирования в вакууме. Однако сейчас трудно объяснить экспериментально найденную в [16] резкую границу по тепловому потоку, разделяющую области неограниченных по длительности и нулевых допустимых передержек (см. рис. 1, б). Поскольку эта информация в настоящее время единственная в своем роде, требуются дополнительные исследования для ее проверки.

Что касается устойчивости зажигания при повышенных давлениях, то кажется очевидным, что она должна быть более высокой, чем при низких. Необходимо, однако, заметить, что при постановках как экспериментальных, так и расчетных работ не всегда уделяется должное внимание анализу соотношения между временами отключения внешнего источника энергии t_q и тепловой релаксации прогретого слоя КВ ($t_p = \lambda / c\rho u^2$). Поскольку скорость горения увеличивается с ростом давления по степенному закону $u^0 \sim p^\nu$, величина $t_p \sim p^{-2\nu}$. Следовательно, с ростом p величина t_p может сравняться или даже стать меньше времени отключения энергетического источника, а это приведет к кажущемуся

эффекту повышения устойчивости зажигания. Такие эффекты наблюдались в экспериментах с нитроглицериновыми порохами [12]. Зажигание оказалось устойчивым при $p > 34$ атм при времени отключения потока излучения $t_q = 10^{-3}$ с ($t_p \leq 1,2 \cdot 10^{-3}$ с) и при $p > 11$ атм для $t_q = 10^{-2}$ с ($t_p \leq 10^{-2}$ с). Аналогичная закономерность выявлена в расчете для условного гомогенного КВ [29].

Кривая 4 на рис. 5 соответствует горению при повышенном давлении, и для нее $t_q = t_p - 0,02$ с. В этих условиях стационарный тепловой поток в волне самоподдерживающегося горения составляет 25 кал/(см²·с), а зажигание оказывается нечувствительным к любым переделкам тепловых потоков вплоть до ~ 35 кал/(см²·с). С другой стороны, опираясь на результаты расчетов [29], можно предсказать, что, если при повышении давления температурная чувствительность скорости горения будет увеличиваться и будет выполнено соотношение $t_q \ll t_p$, устойчивость переходного режима от зажигания к горению должна понизиться. Таким образом, изменение устойчивости зажигания при вариации давления всякий раз требует специального обоснования.

Выводы

1. Вопросы устойчивости зажигания, имеющие важное значение с точки зрения конструирования различных генераторов газа и плазмы, обеспечения их надежности и безопасности в эксплуатации, до настоящего времени не получили надежного освещения в научной литературе. С точки зрения современных представлений интерпретация этого явления должна проводиться на основе теории нестационарного горения, что должно найти отражение и в терминологии, в частности в трактовке устойчивости зажигания как устойчивости нестационарного горения при выходе на режим горения.

2. Теории нестационарного горения твердых топлив, призванные решать задачи устойчивости зажигания, разработаны недостаточно глубоко. В первую очередь это касается математического обоснования предположения о квазистационарности процессов в газовой фазе. В последнее время появляются работы, уточняющие теорию на случай переходных процессов при возмущении стационарного горения для КВ с протяженными зонами реагирования в газовой фазе [35, 36]. Однако не следует забывать, что при зажигании зоны реагирования в газе значительно протяженнее, чем в стационарном горении, следовательно, гипотеза квазистационарности газофазных процессов по отношению к твердофазным становится необоснованной. Другая трудность состоит в адекватном физико-химическом описании реальных гетерогенных систем. Необходимо разрабатывать эффективные способы для учета в математических моделях влияния эффектов неоднородности структуры топлива, неодинаковой реакционной способности компонентов.

3. Для развития теоретических представлений требуются надежные экспериментальные данные по устойчивости зажигания КВ различного химического и гранулометрического состава, особенно в условиях действия интенсивных тепловых потоков. Здесь важно разрабатывать и внедрять современные методы непрерывной регистрации различных параметров процесса: скорости выгорания, изменения веса, реактивной силы, интенсивности свечения, концентрации частиц и компонентов и т. п. Необходимо проводить эти измерения в условиях строго контролируемой теплопередачи к поверхности зажигаемого топлива, чтобы сопоставлять получаемые экспериментальные данные с соответствующими теоретическими зависимостями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1942, 12, 498—510.
2. Либрович В. Б. ПМТФ, 1963, 6, 74.
3. Хлевной С. С. ФГВ, 1971, 7, 2, 178.

4. Дик И. Г., Зурер А. Б., Кузнецов В. Т. ФГВ, 1979, 15, 3, 77.
5. Kulkarni A. K., Kumar M., Kuo K. K. AIAA Paper, 1980, N 1210.
6. Hermance C. E. // Progr. Astron. Aeron.— N. Y., 1984, 90, 239.
7. Armstrong R. M., Koszykowski M. L. Comb. Flame, 1988, 72, 13.
8. Михеев В. Ф. Дис. ... канд. техн. наук/ИХКиГ СО АН СССР.— Новосибирск, 1970.
9. Михеев В. Ф., Левашов Ю. В. ФГВ, 1973, 9, 4, 506.
10. Зарко В. Е., Михеев В. Ф., Сухинин А. И. и др. ФГВ, 1971, 7, 1, 64.
11. Зарко В. Е., Михеев В. Ф., Орлов С. В. и др. // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
12. Ohlemiller T. J., Caveny L. H., De Luca L. et al. // 14th Symp. (Intern.) on Comb.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1973, 1297.
13. De Luca L., Caveny L. H., Ohlemiller T. J. et al. AIAA J., 1976, 14, 940.
14. De Luca L., Caveny L. H., Ohlemiller T. J. et al. // Ibid.
15. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. ФГВ, 1977, 13, 2, 271.
16. Nagayama M., Saito T., Iwama A. Comb. Flame, 1983, 52, 81.
17. Марусин В. П., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. ФГВ, 1990, 26, 2, 37.
18. Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Куценогий К. П. ФГВ, 1975, 11, 4, 541.
19. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. ФГВ, 1980, 16, 5, 140.
20. Страковский Л. Г. ФГВ, 1985, 21, 1, 38.
21. Vorsteveld L. G., Hermance C. E. AIAA J., 1987, 25, 622.
22. Kumar M., Wills J. E., Kulkarni A. K. et al. // 19th Symp. (Intern.) on Comb.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1982, 757.
23. Yu S., Hsien W. H., Kuo K. K. AIAA Paper, 1983, N 1194.
24. Вилюнов В. Н., Сидонский О. Б. ФГВ, 1965, 1, 3.
25. Баклан С. И., Вилюнов В. И., Дик И. Г. ФГВ, 1986, 22, 6, 88.
26. Баклан С. И., Вилюнов В. И., Дик И. Г. ФГВ, 1989, 25, 1, 12.
27. Baer A. D., Ryan N. W. AIAA J., 1968, 6, 872.
28. Новожилов Б. В. ПМТФ, 1965, 4, 157.
29. Ассовский И. Г., Закиров З. Г. Хим. физика, 1987, 6, 1583.
30. Глотов О. Г., Зарко В. Е. ФГВ, 1984, 20, 4, 3.
31. Глотов О. Г., Зарко В. Е. // Проблемы технологического горения.— Черногоровка: ИХФ АН СССР, 1981.— Т. 1.
32. Kumar M., Wills J. E., Kulkarni A. K. et al. AIAA J., 1984, 22, 526.
33. Зарко В. Е., Кискин А. Б. ФГВ, 1980, 16, 6, 54.
34. Price E. W., Bradley H. N., Jr., Dehority G. L. et al. AIAA J., 1966, 4, 1153.
35. Новожилов Б. В. Хим. физика, 1988, 7, 388.
36. Новожилов Б. В. // Там же, 674.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 5/VI 1990

УДК 536.46

С. Ю. АФАНАСЬЕВ, Б. С. СЕПЛЯРСКИЙ, А. П. АМОСОВ

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СИСТЕМЫ ОЧАГОВ РАЗОГРЕВА

В работе [1] на примере нитроклетчатки исследованы закономерности воспламенения системы плоских П-образных очагов разогрева с помощью численных расчетов. Определены зависимости критического значения параметра Франк-Каменецкого и времени индукции теплового взрыва от размера холодных прослоек. Но, так как расчеты проводились для конкретной системы при фиксированном значении начальной разности температур горячих и холодных областей, остался открытым вопрос о применимости полученных результатов для систем с иными кинетическими и теплофизическими характеристиками и других значений начальной разности температур.

Анализ задачи проводился с помощью приближенного метода определения критических условий воспламенения очага разогрева, предложенного в [2]. Метод базируется на следующих характерных особенностях процесса [3]:

1) период индукции очагового взрыва много меньше времени тепловой релаксации очага критического размера, поэтому за время разви-

© 1990 Афанасьев С. Ю., Сеплярский Б. С., Амосов А. П.