

УДК 536.46

ОБ АДЕКВАТНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

И. Г. Ассовский¹, А. Г. Мержанов²¹Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, assov@chph.ras.ru²Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка merzh@ism.ac.ru

Рассматриваются вопросы теоретического и экспериментального моделирования процесса горения высокоэнергетических материалов в технических устройствах. Формулируются требования к моделированию, критерии достоверности моделирования, а также критерии подобия условий горения. Классификация адекватности теоретического и экспериментального моделирования рассматривается с учетом особенностей внутрикамерного горения высокоэнергетических материалов в технических устройствах.

Ключевые слова: высокоэнергетические материалы, модели горения.

ВВЕДЕНИЕ

Предметом нашего рассмотрения является вопрос об адекватности теоретического и экспериментального моделирования процессов горения в тепловых машинах. В статье не содержатся какие-либо новые экспериментальные данные или теоретические модели, но делается попытка разобраться, как соотносятся теория и эксперимент для технического горения в свете недавно предложенной А. Г. Мержановым и В. И. Быковым классификации [1].

Условия горения, реализуемые в лабораторной экспериментальной установке, как правило, являются модельными, значительно отличающимися от условий горения в реальной тепловой машине. Причиной тому, прежде всего, является масштабный фактор, но также сложность и многофакторность условий горения в реальной тепловой машине (например, в артиллерийском оружии). Отметим также, что отличие может быть вызвано не столько сложностью воспроизведения процесса в лабораторных условиях, сколько сложностью диагностики процессов в волне горения в условиях натурной технической установки (короткое время процесса, высокие значения температуры и давления среды и др.). Кроме того, целью экспериментального исследования, как правило, является изучение достаточно общих закономерностей горения, что неизбежно требует абстрагирования от деталей, характерных

только для конкретной технической установки.

Отличие условий горения, предполагаемых в какой-либо теоретической модели, обычно достаточно очевидно из формулировки модели. Вместе с тем современные модели, применяемые для «численного эксперимента», включают многие сотни уравнений, что делает вопрос о соответствии условий горения не столь явным, как в более ранних моделях, формулируемых с помощью нескольких уравнений.

Вопрос об адекватности теоретических и экспериментальных моделей исследуемого процесса является ключевым для любой области знания, но особое значение он имеет для областей науки и техники, связанных с разработкой и применением высокоэнергетических материалов (взрывчатых веществ, пиротехнических составов, артиллерийских порохов и ракетных топлив).

Обычно в теоретических работах уделяют внимание сопоставлению какого-либо из полученных теоретических результатов с известными экспериментальными данными, довольствуясь констатацией качественного или количественного соответствия. Экспериментаторы значительно реже сопоставляют результаты экспериментов с известными теоретическими выводами, ограничиваясь лишь общими теоретическими представлениями при постановке эксперимента.

Успех выполнения таких масштабных проектов, как Атомный проект СССР и освоение человеком космического пространства, во

многим был связан с неукоснительным соблюдением принципа: «Нет эксперимента без теоретической подготовки и нет теории без соответствующего эксперимента». В качестве примера можно привести следующий. По инициативе одного из участников атомного проекта О. И. Лейпунского была создана уникальная установка для изучения горения свободной металлической частицы в условиях невесомости, чтобы обеспечить в эксперименте отсутствие свободной и вынужденной конвекции, принятое в существовавших тогда теориях горения металлических частиц.

Вместе с тем даже при столь ответственном отношении к сопоставлению теории и эксперимента вопрос о критериях их адекватности остается весьма актуальным и требующим специального рассмотрения. Применительно к моделированию процессов горения в реальных технических изделиях этот вопрос имеет не только методологическое, но и жизненно важное значение.

В статье [1] впервые подробно рассмотрен вопрос об адекватности теоретических и экспериментальных моделей процессов горения и предложена четырехуровневая система классификации степени адекватности моделей. Продуктивность этой системы была продемонстрирована на классических примерах моделирования теплового взрыва газовых и конденсированных систем, а также на примерах моделирования горения СВС-систем [2].

Целью данной статьи является дальнейшее развитие представлений, предложенных в [1], применительно к проблемам, возникающим при проектировании и создании технических устройств, использующих горение высокоэнергетических материалов.

ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТУ

При внешнем большом различии между автомобильным двигателем, артиллерийским орудием и космической ракетой-носителем эти технические устройства являют собой пример одного класса тепловых машин — двигателей внутреннего сгорания (ДВС). Принципиальное отличие ДВС от других двигателей заключается в том, что используемый высокоэнергетический материал служит не только источником энергии, но и поставщиком рабочего тела (газообразных продуктов горения), необходимого для преобразования выделяемой энергии

в механическую работу. С этим связаны два главных требования, предъявляемых практически ко всем используемым в ДВС высокоэнергетическим материалам (топливно-воздушным смесям, артиллерийским порохам, ракетным топливам): при сгорании единицы массы высокоэнергетического материала должно выделяться как можно больше энергии и молей газа.

Так, для артиллерийских систем и автомобильных двигателей указанные требования вытекают уже из рассмотрения простой задачи о работе A по перемещению поршня в трубе в предположении мгновенного сгорания заряда топлива и адиабатического расширения продуктов горения (см., например, [3]):

$$A = p_0 V_0 \frac{1 - (V_0/V)^{\gamma-1}}{\gamma - 1}, \quad (1)$$

где p и V — давление и объем газа, нижний индекс 0 соответствует начальным значениям, γ — отношение теплоемкости при постоянном давлении c_p к теплоемкости при постоянном объеме c_v . В предположении $V_0/V \ll 1$ из (1) получаем максимальное значение работы

$$A_{\max} = \frac{m}{\mu} c_v T_0, \quad (2)$$

пропорциональное числу молей газа $N = m/\mu$ (m, μ — масса и молекулярная масса газа) и молярной энтальпии продуктов сгорания топлива, что соответствует вышеуказанным требованиям к высокоэнергетическим материалам.

Приведенное нами решение задачи о максимуме работы продуктов горения призвано проиллюстрировать особенности анализа, выполняемого с помощью простых теоретических моделей. С одной стороны, он позволяет установить важные общие закономерности процесса, причем без затраты значительных средств. С другой стороны, любой теоретический анализ использует исходные допущения, адекватность которых реальным условиям горения не всегда очевидна и требуется специальная оценка влияния этих допущений на достоверность и границы применимости полученного результата.

Так, в рассмотренной нами задаче использованы два важных допущения: мгновенное сгорание топлива (включая его воспламенение) и идеальность продуктов горения. Что касается второго допущения, оно обычно выполняется с высокой точностью в автомобильных ДВС,

но требует существенной поправки для пороховых газов артиллерийских орудий и продуктов горения современных металлизированных ракетных топлив. Мгновенное сгорание топлива может быть с достаточной степенью точности реализовано в автомобильных ДВС, но приведет к быстрому износу двигателя [4], а в случае артиллерийских орудий или ракетных двигателей — к их разрушению [3] из-за чрезмерно высокого давления газов. По этой причине процесс сгорания топлива (включая его воспламенение) стараются осуществлять таким образом, чтобы давление продуктов горения не превышало допустимого значения, но было достаточно высоким. Другими словами, диаграмма изменения давления во времени должна быть «наполненной» для получения максимума работы при условии $p(t) \leq p_{\max}$, $V \leq V_{\text{cam}}$ (V_{cam} — объем камеры). Такой условный максимум работы ДВС можно оценить с помощью выражения

$$A_{\max} = p_{\max} V_{\text{cam}} = \frac{mRT}{\mu}.$$

Способность теории предсказывать с достаточной точностью изменение давления в двигателе зависит как от адекватности принятой теоретической модели процесса реальным условиям горения в ДВС, так и от точности используемых экспериментальных данных по горению. В свою очередь, точность последних обусловлена адекватностью условий горения в экспериментальной установке условиям горения в реальном ДВС.

О ПОДОБИИ УСЛОВИЙ ГОРЕНИЯ И АДЕКВАТНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ЗАКОНА ГОРЕНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЯМ ГОРЕНИЯ В РЕАЛЬНОМ ДВС

Скорость газообразования, состав и температура продуктов горения относятся к числу важнейших характеристик горения высокоэнергетических материалов. Эти характеристики определяют давление в камере сгорания, а также эффективность преобразования химической энергии в механическую.

Как ракетные двигатели, так и артиллерийские системы имеют малый запас прочности, что требует удержания рабочего давления

в камере сгорания в достаточно узких пределах, чтобы избежать опасного «выскока» давления, а также разнообразных потерь энергии и качества рабочего тела в случае малого давления. Коридор допустимых отклонений по давлению обычно не превышает $10 \div 15$ %. С учетом квадратичной зависимости максимального давления пороховых газов от скорости горения пороха при артиллерийском выстреле [3] и примерно такой же зависимости для ракетных двигателей на твердом топливе (РДТТ) погрешность экспериментального определения скорости горения не должна превышать $5 \div 7$ %.

В РДТТ основная масса заряда обычно сгорает в квазистационарном режиме, поэтому экспериментальная зависимость стационарной скорости горения от давления при различных начальных температурах (закон горения) является главным источником информации о горении ракетного топлива. Среди существующих разнообразных методов определения закона горения (см., например, [5]) наиболее распространен метод сжигания в бомбе постоянного давления. Этот метод, как и ряд других, принципиально позволяет определять скорость горения с погрешностью не более $5 \div 7$ %.

Проблема, однако, заключается в том, что равенство давлений и начальных температур не обеспечивает полного подобия условий горения в бомбе постоянного давления и реальном двигателе. Эту проблему часто связывают с масштабным фактором, хотя очевидно, что простое увеличение масштаба бомбы проблему не решает.

В числе факторов, обуславливающих существенное отличие закона горения в реальном ДВС от экспериментального, можно назвать высокую температуру газовой среды, ее турбулизованность, а также акустические колебания. В определенной степени эти факторы могут быть учтены в законе горения, получаемом при сжигании топлива в малогабаритных модельных двигателях. Однако в таких испытаниях прямое измерение скорости горения при достаточно полном контроле за состоянием среды крайне затруднено. Не решает проблему и применение так называемых Т-горелок [6] для оценки скорости вибрационного горения при акустических колебаниях.

Для продвижения в этом вопросе требуется предпринять всесторонний анализ критериев, удовлетворение которым будет достаточ-

ным для подобия экспериментальных и натуральных условий, обеспечивающего достоверность экспериментального закона горения.

Близкая по смыслу, но более сложная по содержанию проблема существует и для экспериментального определения закона горения артиллерийских порохов. Одно из принципиальных отличий горения метательного заряда при артиллерийском выстреле от горения заряда в ракетном двигателе заключается в повышенной роли воспламенительного периода, длительность которого соизмерима с длительностью всего процесса выстрела [3, 7].

Главным источником информации о законе горения артиллерийского пороха является его испытание в манометрической бомбе постоянного объема. Вместе с тем хорошо известно, что условия воспламенения и горения пороха в манометрической бомбе по многим параметрам значительно отличаются от соответствующих условий в орудии. Поэтому стандартная манометрия используется в основном как сравнительная методика для выяснения отличия закона горения нового пороха от штатного [3, 8]. Главное требование к такому сравнению — обеспечить подобие условий для воспламенения и горения испытуемых образцов, а также использование одного и того же метода обработки экспериментальных данных по давлению в манометрической бомбе. Получение с помощью манометрии абсолютных значений скорости горения пороха в орудии является задачей существенно более сложной. По этой причине давно ведется поиск способов модернизации классических манометрических испытаний с целью повышения их информативности и достоверности.

Одно из направлений модернизации манометрии — унификация системы воспламенения, приближение условий воспламенения пороха в манометрической бомбе к натурным [7, 8]. Другое направление — модернизация методики обработки экспериментальной диаграммы давления с учетом влияния условий воспламенения на скорость последующего горения, влияния теплопотерь и других факторов [3, 9].

Наиболее перспективным направлением представляется объединение манометрии с испытанием в полужамкнутом объеме, примером которого является установка и методика, предложенные в [10]. В таких установках удается значительно приблизить лабораторные усло-

вия к натурным, увеличив плотность заряжания. Наличие разрывной мембраны в критическом сечении сопла позволяет моделировать процесс воспламенения и начальную стадию горения реального метательного заряда. Одновременно такие установки позволяют диагностировать эффекты нестационарного горения после воспламенения.

УРОВНИ АДЕКВАТНОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ

Проблему адекватности теоретического моделирования горения в ДВС рассмотрим на примере моделирования горения в РДТТ. Успешное применение в начале Великой Отечественной войны реактивной артиллерии («Катюши») во многом было обусловлено решением советскими конструкторами (Ю. А. Победоносцев, М. К. Тихонравов и др.) в конце 1930-х годов проблемы устойчивого горения бездымного пороха в условиях низкого (по артиллерийским меркам) давления при истечении пороховых газов из сопла. Проблема была решена эмпирически, но обоснованной теоретической модели процесса в то время не существовало. Это затрудняло понимание причин возникновения аномальных явлений при изменении характеристик ракетного топлива и камеры сгорания [11].

Первая физически обоснованная теоретическая модель была предложена в 1942 г. в ИХФ АН СССР Я. Б. Зельдовичем [12, 13]. Модель предполагала горение гомогенного твердого топлива (баллиститного пороха) и учитывала результаты пионерских экспериментов А. Ф. Беляева по изучению структуры волны горения жидких взрывчатых веществ [14]. Предполагалось также, что температура поверхности горения T_s не зависит от начальной температуры топлива T_0 , что соответствует легколетучим взрывчатым веществам. Теоретической основой служила развитая к тому времени теория горения газов (Н. Н. Семенов, Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий и др.), связавшая скорость распространения волны горения с кинетикой химического превращения реагирующей смеси.

Принципиальное отличие предложенной Зельдовичем модели от модели горения газов состояло в обосновании существования множества нестационарных скоростей горения твердого топлива, частными случаями которых яв-

ляются стационарные скорости горения при постоянном давлении в камере сгорания и заданной начальной температуре топлива. Последовательным стадиям химического превращения топлива в продукты горения соответствует в модели последовательность пространственных зон волны горения: от широкой зоны инертного прогрева топлива к узкой приповерхностной зоне газификации конденсированной фазы (к-фазы) и далее от широкой зоны прогрева продуктов газификации к узкой зоне газового пламени.

При стационарном горении все эти зоны перемещаются с одной и той же линейной скоростью u^0 и имеют стационарное распределение температуры. Соответствующая массовая скорость газификации к-фазы m^0 равна массовой скорости сгорания пороховых газов. При относительно быстром изменении давления согласованность скоростей газификации и сгорания газа нарушается. Время релаксации скорости горения к новому условию горения определяется наиболее медленной стадией процесса — тепловой релаксацией зоны прогрева к-фазы с характерным временем релаксации $\tau = \varkappa/u^2$, где \varkappa — температуропроводность к-фазы, $u(t)$ — нестационарная скорость распространения волны горения. Инерционностью всех остальных зон на временах t порядка τ можно пренебречь. В результате задача определения нестационарной скорости горения сводится к расчету изменения градиента температуры у поверхности к-фазы $\varphi(t)$, если известна кинетика химического превращения продуктов газификации к-фазы.

Теория также предсказала существование максимально возможного значения градиента φ^* для каждого значения давления, что определило границу существования стационарного режима горения (критерий Зельдовича тепловой устойчивости стационарного горения):

$$k = \beta(T_s - T_0) < 1, \quad \beta = \frac{\partial \ln(m^0)}{\partial T_0}. \quad (3)$$

Кроме того, существование критического градиента φ^* позволило естественным образом оценить условие погасания топлива при быстром спаде давления, а также условие его воспламенения [12, 15].

Вывод о квазистационарности всех зон волны горения, кроме зоны инертного прогрева к-фазы, позволил преодолеть самую трудную проблему при моделировании горения высоко-

энергетических материалов — необходимость определения кинетики химического превращения. По сравнению с горением газов превращение конденсированных систем в газообразные продукты горения является значительно более сложным процессом, включающим гомогенные и гетерогенные химические реакции в конденсированной и газовой фазах (в том числе разветвленные цепные реакции), а также фазовые переходы (см., например, [16–22]). До настоящего времени определение детального механизма и кинетики этого процесса представляет собой почти безнадежную задачу для экспериментаторов. Большие трудности возникают и при экспериментальном определении нестационарной скорости горения высокоэнергетических материалов.

Теория Зельдовича впервые обосновала возможность использования для расчета нестационарной скорости горения конденсированных систем, вместо кинетики их превращения, экспериментальной зависимости стационарной скорости горения m^0 от начальной температуры T_0 и давления p^0 в камере сгорания:

$$m^0 = m^0(T_0, p^0). \quad (4)$$

Для этого необходимо воспользоваться известным соотношением между T_0 и градиентом температуры φ^0 в стационарной волне горения:

$$T_0 = T_s - \frac{\varphi^0 \varkappa}{u^0}. \quad (5)$$

Подставив (5) в (4), получаем зависимость

$$m^0 = m^0(T_s - \lambda \varphi^0 / c m^0, p^0) \quad (6)$$

(c — удельная теплоемкость к-фазы), которая справедлива не только при стационарном горении, но и при нестационарном, в силу квазистационарности газовой фазы волны горения.

Этот вывод сыграл огромную роль для всего последующего развития теории нестационарного горения конденсированных систем и ее технических приложений. Решение прикладных задач нестационарного горения было сведено к экспериментальному определению закона горения (4) (в широком интервале изменения температуры T_0) и к решению уравнения теплопроводности в зоне инертного прогрева к-фазы с нелинейным граничным условием (6) на ее поверхности, дополненным уравнением для изменения давления. Такой подход, называемый

феноменологическим, был применен Я. Б. Зельдовичем для анализа устойчивости горения в РДТТ [13], а в последующем с успехом использован многими исследователями при рассмотрении более сложных моделей горения.

Применение модели Зельдовича впервые показало, что для устойчивости горения в РДТТ необходимо, чтобы характерное время тепловой инерционности волны горения $\tau = \alpha/u^2$ было достаточно малым по сравнению с характерным временем релаксации давления в камере сгорания:

$$\tau_c = \frac{W}{a\sigma F}, \quad (7)$$

где W — свободный объем камеры, a — коэффициент истечения газа через сопло (обычно $a = (7 \div 8) \cdot 10^{-6}$ с/см), F — сила пороха (обычно $F = (8 \div 10) \cdot 10^9$ см²/с²), σ — площадь критического сечения сопла.

Из условия $\tau_c \leq \tau$ можно оценить соотношение между свободным объемом камеры и критическим сечением сопла, при котором начинают сказываться эффекты нестационарного горения:

$$\frac{W}{\sigma} \leq \frac{aF\alpha}{u^2}. \quad (8)$$

В общем случае теория предсказывала, что если изменение давления в камере сгорания имеет характерное время τ_p (т. е. $p = p(t/\tau_p)$) и $\tau_p \ll \tau$, то скорость горения при подъеме давления будет превышать соответствующее квазистационарное значение, а при спаде давления будет меньше квазистационарной скорости. Такое усиление зависимости скорости горения от давления эквивалентно увеличению показателя n в зависимости стационарной скорости горения от давления: $n = \left(\frac{\partial \ln m^0}{\partial p} \right)_{T_0}$.

К тому времени уже было известно, что для устойчивости горения пороха в камере сгорания с соплом должно быть $n < 1$. Теория Зельдовича впервые показала, что одного этого условия недостаточно. Необходимо обеспечить еще условие

$$\chi > \chi^*, \quad \text{где } \chi = \frac{\tau_c}{\tau}, \quad (9)$$

так как иначе эффективное значение показателя n может превысить единицу.

Многие предсказания теории Зельдовича нашли свое подтверждение в экспериментальных исследованиях А. Ф. Беляева, О. И. Лейпунского, П. Ф. Похила с сотрудниками: существование прогретого слоя в к-фазе и соизмеримость его толщины при горении и зажигания, стабилизирующая роль свободного объема камеры сгорания и давления в камере РДТТ, соотношения между характеристиками порохового заряда и камеры сгорания, обеспечивающие устойчивость горения (существование критического значения аппаратурной константы $\chi = \chi^*$) [15, 23].

Вместе с тем ряд вопросов потребовал дополнительных теоретических и экспериментальных исследований. Среди них проблема низкочастотной неустойчивости горения в РДТТ с удлиненными камерами сгорания, вопрос о критерии устойчивости стационарного горения при постоянном давлении, а также ряд вопросов, связанных с изменением температуры газа в камере сгорания.

Проблема аномального горения в удлиненных камерах сгорания имеет особую важность для реактивной артиллерии [3, 11], поэтому рассмотрим ее подробнее. В конце 1930-х годов Ю. А. Победоносцевым впервые была показана важная роль отношения площади поверхности горения S к площади проходного сечения s свободного объема камеры сгорания [11, 13, 15] (критерий устойчивости горения $Ro = S/s$ назван в честь Ю. А. Победоносцева по предложению авторов [15]).

Во внутренней баллистике РДТТ критерий Победоносцева связан со скоростью обтекания продуктами горения элементов заряда. Она играет двойственную роль в процессе горения. Как было экспериментально доказано О. И. Лейпунским [23], при достаточно больших значениях Ro увеличивается скорость горения частей порохового заряда, расположенных вблизи сопла двигателя, и соответственно возрастает давление в камере двигателя. Вместе с тем при больших значениях Ro возникает эффект низкочастотной неустойчивости горения в РДТТ, сопровождающийся многократным пригасанием и повторным воспламенением заряда. Гипотеза Победоносцева о срыве пламени при больших скоростях обдува поверхности горящего пороха была опровергнута экспериментами О. И. Лейпунского [23], однако убедительного альтернативного объяснения эффекту не было дано.

В рамках четырехуровневой классификации адекватности теоретических и экспериментальных моделей [1] теория Зельдовича для нестационарного горения в РДТТ может претендовать лишь на второй уровень. Это обусловлено тем, что теория предсказывает общие качественные закономерности, но не дает конкретных числовых значений критерия устойчивости горения в РДТТ (k), а его критическое значение, вопреки предсказаниям теории, может заметно превышать единицу [15].

Дальнейшее развитие теории низкочастотной неустойчивости горения в РДТТ, предпринятое как в СССР, так и в США, во многом базировалось на основных положениях модели Зельдовича с отказом при этом от ряда допущений, принятых в модели (постоянство температуры поверхности к-фазы, узость зон реакции, постоянство температуры продуктов горения и распределения температуры в камере сгорания, одновременность воспламенения заряда, отсутствие влияния условий воспламенения на горение), а также от ряда других факторов (ссылки на соответствующие публикации можно найти в [3, 15, 24]). Из перечисленных путей развития модели Зельдовича рассмотрим здесь два.

Феноменологическая модель нестационарного горения гомогенного топлива, учитывающая изменение температуры поверхности к-фазы, впервые была рассмотрена Б. В. Новожиловым [24]. Им впервые сформулирована и решена в математически строгой постановке задача об устойчивости (по Ляпунову) стационарной волны горения к малым возмущениям температуры (при горении в бомбе постоянного давления и в камере РДТТ). Было показано, что в случае переменной температуры топливо является колебательной системой (в терминах химического реактора), скорость превращения которой может совершать периодические колебания даже при постоянном давлении и постоянной начальной температуре. Результаты анализа подтвердили справедливость критерия (1) в случае постоянства температуры T_s , но выявили возможность устойчивого горения пороха при $k > 1$, если стационарные значения T_s^0 достаточно быстро возрастают с температурой T_0 . Также была подтверждена неустойчивость стационарного горения в РДТТ при нарушении условия (9). Однако было показано, что на плоскости (k, χ) область устойчивого горения тем шире, чем сильнее за-

висимость T_s от T_0 (больше величина производной $r = \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial T_0} \right)_p$).

Для расчета нестационарной скорости горения потребовалось, наряду с законом горения (2), знание экспериментальной зависимости стационарной температуры T_s^0 от давления и начальной температуры T_0 , данные о которой в то время практически отсутствовали. Это послужило стимулом для дальнейшего развития экспериментальных методов исследования тепловой структуры волны горения, прежде всего метода микротермопарных измерений температуры T_s^0 [25].

В рамках классификации адекватности теоретических и экспериментальных моделей [1] модель Новожилова, позволившая улучшить количественное согласование выводов теории Зельдовича с экспериментальными данными, может быть отнесена к третьему уровню.

Вместе с тем следует отметить, что изложенные выше две модели оставляют вне рамок анализа две главные характеристики горения, ради которых применяются высокоэнергетические материалы в РДТТ: температуру продуктов горения (T_b) и состав продуктов горения топлива, которые изменяются при нестационарном горении наряду со скоростью горения и определяют вместе с ней закон газообразования в камере сгорания РДТТ. Кроме того, изменение давления в камере сгорания приводит к дополнительной неоднородности температуры газа в камере (Махе-эффект) [26, 27].

Поэтому в заключение этого параграфа рассмотрим модель нестационарного горения в РДТТ, в которой учитывается не только тепловая инерционность к-фазы и изменение во времени скорости горения и температур T_s и T_b , но и изменение во времени распределения температуры в свободном объеме камеры сгорания РДТТ (Махе-эффект). Такая модель (одномерная, с неизменным составом продуктов) предложена в [27, 28] для анализа низкочастотной (неакустической) неустойчивости горения в РДТТ с зарядами торцевого и канального горения.

В случае низкочастотной неустойчивости горения распределение давления газа в канале заряда и предсопловом объеме камеры сгорания можно считать однородным и меняющимся только во времени. При этом температуры порций газа, образовавшихся в разные моменты времени, могут существенно различаться в

силу Махе-эффекта. В результате одномерный поток газа в канале заряда и предсопловом объеме имеет неоднородное нестационарное распределение температуры и плотности с характерным пространственным масштабом неоднородности $l = \tau_c v$, где v — характерная скорость течения газа в камере, τ_c — характерное время релаксации давления в камере сгорания (7).

Аналитическое решение столь сложной задачи удалось получить в [27, 28], используя метод Лагранжа для описания движения продуктов горения и предполагая синхронность горения всех участков поверхности заряда с одинаковой нестационарной скоростью и одинаковой температурой T_b . Результаты проведенного анализа иллюстрируют рис. 1 и 2.

Представленные на рис. 1 кривые демонстрируют положение границы области устойчивого горения (слева от границы) на плоскости (k, χ) , рассчитанное по различным моделям горения торцевого заряда и течения газообразных продуктов в предсопловом объеме камеры сгорания. Кривая 1 соответствует расчету без учета Махе-эффекта: вдув изотермических продуктов горения и изотермическое течение газа в предсопловом объеме камеры сгорания ($\gamma = 1, T_b = \text{const}$). Кривые 2–4 отражают влияние Махе-эффекта. Неизотермическое политропное течение газа даже при изотермических

продуктах сгорания приводит к сужению области устойчивого горения (кривая 2). Неизотермичность продуктов сгорания еще более дестабилизирует горение в РДТТ (кривые 3, 4).

Необходимо отметить, что все кривые довольно быстро (при $\chi \geq \chi^* = 2$) сходятся к общей вертикальной асимптоте ($k = k^*$). Этот факт, $\chi^* = 2$, впервые был обнаружен в экспериментах О. И. Лейпунским [23]. В расчетах, представленных на рис. 1, асимптота $k = k^*$ соответствует границе устойчивого горения топлива при постоянном давлении, определяемой критерием Новожилова: $r^* = (k^* - 1)^2 / (k^* + 1)$ [24].

Необходимо также отметить, что из полученных результатов следует, что граница устойчивого горения торцевого заряда не зависит от длины камеры сгорания, а определяется только ее свободным объемом W (точнее, приведенной длиной камеры $L^* = W/\sigma$) [27]. Картина принципиально меняется в случае горения канального заряда (рис. 2). Граница области устойчивого горения зависит не столько от всего свободного объема камеры сгорания $W = W_0 + W_c$, сколько от того, как он распределен между предсопловым объемом W_0 и объемом канала W_c (соответствующие этим объемам аппаратурные константы удовлетворяют условию $\chi = \chi_0 + \chi_c$).

Отметим также важную особенность горения канальных зарядов: хотя с увеличени-

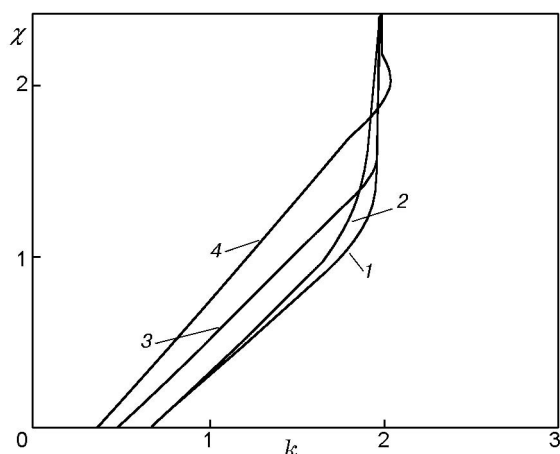


Рис. 1. Влияние Махе-эффекта на положение границы устойчивого горения торцевого заряда в РДТТ ($n = 2/3, r = 1/3, (\partial T_s^0 / \partial p)_{T_0} = 0$): 1 — изотермический газ в камере сгорания ($\gamma = 1, T_b = \text{const}$); 2 — изотермические продукты горения ($T_b = \text{const}, \gamma = 1.2$); 3, 4 — неизотермические продукты горения: $\gamma = 1.2, \alpha = (\partial \ln T_b^0 / \partial \ln p)_\varphi = 0.25, \varepsilon = (\partial \ln T_b^0 / \partial \ln \varphi)_p = 0$ (3), 0.25 (4)

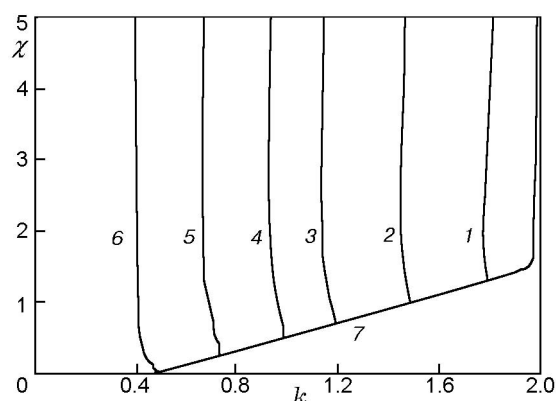


Рис. 2. Положение границы устойчивости горения канального заряда в РДТТ при различных значениях предсоплового объема камеры сгорания:

$n = 2/3, r = 1/3, \gamma = 1.2, \alpha = 0.25, \varepsilon = 0, (\partial T_s^0 / \partial p)_{T_0} = 0$; 1–6 — $\chi_0 = 1.3, 1.0, 0.7, 0.5, 0.25$, 0 соответственно, 7 — $W_c = 0$

ем свободного объема камеры за счет увеличения объема канала граница области устойчивости горения в РДТТ и выходит на асимптоту, но асимптота не соответствует границе устойчивого горения при постоянном давлении ($k = k^*$).

Этот теоретический результат качественно согласуется с экспериментами О. И. Лейпунского по влиянию расположения свободного объема на устойчивость горения в РДТТ [23]. Следует также отметить эффективность рассмотренной модели для анализа устойчивости горения топлива в двигателях с регулируемой тягой [29], для которых предпочтительными являются топлива с относительно высоким значением показателя n ($n \geq 1$) в законе горения (6). Вместе с тем анализ адекватности теоретической модели [27, 28] закономерностям горения в реальных РДТТ требует специального исследования с учетом отличий существующих экспериментальных данных от закономерностей горения в реальных РДТТ.

В рамках классификации теоретических моделей [1] теория [27, 28] может претендовать на достаточно высокий уровень (не ниже третьего), поскольку учитывает многие тонкие аспекты процесса нестационарного горения в РДТТ и дает зависимость пределов устойчивого горения в РДТТ от характеристик камеры сгорания, заряда и закона горения топлива, качественно и количественно согласующуюся с экспериментальными данными. Однако нельзя утверждать, что рассмотренная теория способна полностью предвычислить характеристики процесса горения в РДТТ, что соответствовало бы четвертому уровню адекватности [1]. В этой связи третий и четвертый уровни классификации, предложенные в [1], целесообразно разделить на подуровни, соответствующие предсказательным возможностям теории.

На примере рассмотренных моделей горения в РДТТ видно, что для соответствия четвертому уровню классификации модель должна максимально учитывать физические и химические явления, сопровождающие процесс горения. Однако учет в модели большого количества факторов вынуждает для получения решения использовать ряд предположений относительно их величин, что неизбежно сужает общность полученного результата, даже если он достаточно точен. При этом на каждом этапе развития теории становится очевидно, что ряд факторов, которые могут играть важную

роль, не учтен моделью и должен быть учтен на следующем витке развития теории.

В заключение отметим, что отнесение теоретической модели к тому или иному уровню классификации не является оценкой значимости модели для теории горения. Оценивая значимость модели, необходимо учитывать, наряду с возможностью предсказывать характеристики процесса горения, также роль модели в раскрытии механизма процесса и дальнейшего развития теории и эксперимента. В этой связи сложные модели, претендующие на высокий уровень в рассмотренной системе классификации, неизбежно уступают более простым моделям, позволяющим получать наглядные результаты в рамках обозримой системы допущений.

Простые модели максимально идеализируют объект исследования, поэтому о них иногда говорят, как о «карикатурах» реального процесса. Вместе с тем гениальность отдельных простых моделей, как и работ великих карикатуристов, заключается в выделении главных характерных черт объекта, скрытых от обычного взора завесой второстепенных деталей.

По этой причине одним из главных требований, предъявляемых к теоретической модели высокого уровня классификации, является определение с ее помощью области параметров системы, в которой достаточно применения более простых моделей, а также области параметров, где использование более простых моделей приведет к большим погрешностям.

Так, согласно результатам, представленным на рис. 1, пределы устойчивого горения торцевых зарядов в РДТТ, характеризующихся достаточно большим значением аппаратурной константы ($\chi \geq 2$), могут быть определены с помощью относительно простых экспериментов в бомбе постоянного давления или соответствующих теоретических оценок пределов горения при постоянном давлении. При этом учет особенностей изменения температуры газа не играет сколько-нибудь существенной роли. Однако для двигателей с относительно малой аппаратурной константой ($\chi < 2$) оценка пределов устойчивости торцевого горения с помощью моделей, не учитывающих изменение температуры газа в предсоловом объеме камеры сгорания, может привести к существенным погрешностям. Еще большие требования должны предъявляться к теоретическим и экспериментальным моделям в случае канальных зарядов

(см. рис. 2). Применение моделей, не учитывающих распределение температуры в канале заряда и предсловом объеме камеры сгорания, приводит к погрешностям тем большим, чем больше доля объема канала в общем свободном объеме камеры сгорания.

Таким образом, для корректной оценки области применения каждой рассматриваемой модели, теоретической или экспериментальной, необходимо наряду с анализом принятых допущений использовать модели более высокого уровня, применимые в более широком интервале параметров системы.

Авторы выражают признательность В. Е. Зарко за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Быков В. И. Об адекватности экспериментальных и теоретических моделей процессов горения // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 65–70.
2. Мержанов А. Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез // Физическая химия. Современные проблемы / под ред. Я. М. Колотыркина. — М.: Химия, 1983. — С. 5–45.
3. Ассовский И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005.
4. Ассовский И. Г., Истратов А. Г. О влиянии режима горения на долговечность материала камеры сгорания // Хим. физика. — 2008. — Т. 27, № 8. — С. 23–28.
5. Zarko V. E. Critical review of methods for regression rate measurements of condensed phase systems // Intern. J. Energ. Materials and Chem. Propulsion. — 1994. — V. 3, N 1-6. — P. 600–623.
6. Blomshield F. S. Lessons learned in solid rocket combustion instability // AIAA Missile Sci. Conf., Monterey, CA. — 2006. — <http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=ADA466858>.
7. Кудрявцев О. А., Ассовский И. Г. Теплофизика процесса артиллерийского выстрела. Т. 1. Экспериментальные методы внутренней баллистики. Диагностика воспламенения и горения метательных зарядов. — Пенза: Пенз. арт. инж. ин-т, 2004.
8. Stiefel L. Gun propellants // Interior Ballistics of Guns. — Wash, DC, 1979. — P. 307–324. — (Progress in Astronaut. and Aeronaut.; V. 66).
9. Хоменко Ю. П., Широков В. М. Определение нестационарных законов горения на основе манометрических испытаний // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 2. — С. 29–38.
10. Ananyev A. V., Marshakov V. N., Assovskiy I. G. Experimental study of ignition influence on subsequent combustion of solid propellant in high pressure chamber // Proc. of 21st Intern. Symp. on Ballistics. — Australia, 2004.
11. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И. О сотрудничестве ИХФ АН СССР и НИИ-6 НКБ СССР в годы Великой Отечественной войны // Боеприпасы. — 2007. — № 1. — С. 48–51.
12. Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ // ЖЭТФ. — 1942. — Т. 12, вып. 11/12. — С. 498–524.
13. Зельдович Я. Б. Теория горения пороха и приложение ее к реактивным снарядам: отчет ИХФ АН СССР. — М., 1942. — (Частично перепечатано: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1982. — С. 186–225).
14. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля // Журн. физ. химии. — 1940. — Т. 14. — С. 1009.
15. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
16. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. К теории стационарного горения пороха // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 1. — С. 153–156.
17. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Теория волн горения в гомогенных средах. — Черноголовка: ИСМАН, 1992.
18. Манелис Г. Б., Назин Г. М., Рубцов Ю. И., Струнин В. А. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов. — М.: Наука, 1996.
19. Decomposition, Combustion and Detonation Chemistry of Energetic Materials / T. B. Brill, T. P. Russell, W. C. Tao, R. B. Wardle (Eds). — Pittsburgh, Pennsylvania, USA, 1996. — (Materials Res. Soc. Symp. Proc.; V. 418).
20. Азатян В. В., Мержанов А. Г. Цепно-тепловой взрыв и его особенности // Химическая физика на пороге XXI века. — М.: Наука, 1996. — С. 74–88.
21. Липанов А. М. Физико-химическая и математическая модели горения смесевых твердых топлив. — Ижевск: ИПМ УрО РАН, 2007.
22. Сакович Г. В., Комаров В. Ф. Основные положения тепловой теории горения конденсированных систем и химические реакции в их пламенах // Ползуновский вестн. — 2007. — № 3. — С. 105–108.
23. Лейпунский О. И. К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов: дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — М.: ИХФ АН СССР, 1945. — (Частично перепечатано: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1982. — С. 226–277).
24. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
25. Зенин А. А. О теплообмене микротермопар в условиях горения конденсированных веществ // ПМТФ. — 1963. — № 5. — С. 125–131.
26. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.

27. Ассовский И. Г., Рашковский С. А. О влиянии Махе-эффекта на устойчивость горения в ракетном двигателе на твердом топливе // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 5. — С. 52–58.
28. Ассовский И. Г., Рашковский С. А. Низкочастотная неустойчивость РДТТ. Влияние Махе-эффекта и геометрии заряда // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 3. — С. 83–93.
29. Рашковский С. А., Милехин Ю. М., Федорычев А. В., Ассовский И. Г. Устойчивость горения в ракетном двигателе на твердом топливе с системой стабилизации давления // Докл. АН. — 2009. — Т. 428, № 2. — С. 206–210.

*Поступила в редакцию 14/II 2012 г.,
в окончательном варианте — 12/VIII 2012 г.*
