

УДК 662.215.1

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ

А. П. Ершов, А. О. Кашкаров, Э. Р. Прууэл

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ers@hydro.nsc.ru

Внедрение в порошок взрывчатого вещества потока горячих газов, созданного внешним источником, позволяет осуществить весьма быстрый (за несколько микросекунд) переход горения в детонацию. При таком высокоэнтальпийном инициировании процесс начинается со стадии конвективного горения, причем начальная скорость волны около 1 км/с. Кинетика горения вещества, известная из литературы, не обеспечивает наблюдаемого быстрого развития процесса. Рассмотрены различные механизмы интенсификации реакции. Проведено сравнение результатов расчетов по двухфазной газодинамической модели с данными синхротронной диагностики (набором распределений плотности в волне).

Ключевые слова: детонация, инициирование, конвективное горение, переход горения в детонацию, двухфазные среды.

DOI 10.15372/FGV20150611

ВВЕДЕНИЕ

Исторически инициирование ряда взрывчатых веществ (ВВ) за время порядка 10 мкс наблюдалось при исследовании процесса передачи детонации через воздушный зазор. Согласно [1, 2] в случае порошкообразных ВВ возбуждение детонации происходит за счет воспламенения зерен ВВ потоком горячего газа, порождаемого взрывом активного заряда, причем горение быстро распространяется благодаря подпору давлением торможения натекающего на заряд потока.

Позднее сходные процессы изучались в связи с разработкой безопасных систем инициирования вторичных ВВ. Обзор этих работ представлен в [3]. При достаточно мощном электрическом взрыве проволоочки, помещенной в порошок ВВ, реализовано развитие нормальной детонации за время около 10 мкс. Такие же результаты получены при инициировании порошков ВВ потоком продуктов горения пороха из отдельной камеры после прорыва калиброванной мембраны либо потоком продуктов газовой детонации. Во всех этих случаях, как и в работах [1, 2], в поровое пространство насыпного заряда внедряется поток

горячего газа. При достаточной интенсивности этот высокоэнтальпийный поток вызывает энергичное конвективное горение порошка, которое далее переходит в детонацию. В отличие от стандартного сценария перехода горения в детонацию, реализуемого при поджигании при низком давлении [4], исключается начальная медленная стадия послыного горения. Поэтому процесс развивается настолько быстро, что возможен успешный переход к детонации даже без прочной оболочки. В результате удается осуществить переход в габаритах стандартного детонатора, что и используется в технике [3].

Начальное давление торможения иницирующего потока (несколько сотен атмосфер) значительно меньше того, которое требуется при инициировании порошка ударной волной (см., например, [5]). Исследования структуры течения [6, 7] подтвердили, что на начальной стадии инициирования не наблюдается ударной волны в веществе. По порошку распространяется волна сжатия с плавным фронтом, скорость которой около 1 км/с, причем уплотнение вещества невелико ($\approx 20\%$) и его недостаточно для закрытия пор. Процесс существенно двухфазный и ведется высокотемпературным потоком газа, фильтрующимся в поры за счет перепада давления на фронте волны.

При сравнительно невысоких давлениях, реализующихся на начальной стадии инициирования, невелика и скорость горения ВВ. Эле-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-03-00077) и программы Президиума РАН № 2 (проект 7).

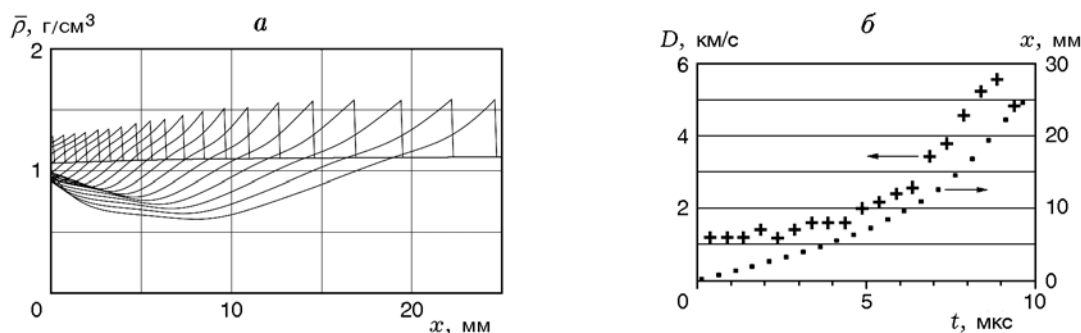


Рис. 1. Околопредельный режим инициирования (время процесса 9.5 мкс): распределение плотности вдоль оси заряда (шаг 0.5 мкс) (а) и кинематика фронта волны (б)

ментарные оценки, а также численные расчеты [8] показывают, что стандартная скорость регрессии поверхности [9] примерно на порядок меньше, чем требуется для поддержания и последующего ускорения двухфазного течения. Таким образом, возникает проблема теоретического описания процесса, которое должно включать механизм (или механизмы) интенсификации горения. В [8] описана численная модель, позволяющая проводить сравнение расчетных полей течения с данными синхротронной диагностики процесса. Показано, что учет некоторых эффектов ускорения реакции сближает результаты расчетов и экспериментов. Однако полученное согласие было скорее качественным. В данной работе рассматривается более широкий набор возможных механизмов интенсификации реакции, что позволило отобрать наиболее подходящие из них и получить лучшее совпадение с опытом.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Схема эксперимента подробно описана в [8]. Заряд тэна насыпной плотности диаметром 16 мм инициировался с открытого торца потоком горячего газа, созданного взрывом другого (активного) заряда тэна. Исследуемый заряд просвечивался пучком синхротронного излучения (СИ) от ускорителя ВЭПП-3 (Сибирский центр синхротронного излучения). Поглощение пучка определяется массой на луче. Обработка записей детектора, сходная с процедурой рентгеновской томографии, позволила получить набор распределений плотности в заряде с шагом по времени 0.5 мкс (рис. 1, а). Задачей моделирования было воспроизведение этих распределений. Кроме того, четко прослеживается кинематика фронта волны сжатия в заря-

де, представленная на рис. 1, б, которая также использовалась для сравнения с расчетами.

Расчетная конфигурация показана на рис. 2. Решалась одномерная нестационарная задача. Активный заряд, для которого в начальный момент времени задавались параметры мгновенной детонации, подбирался таким образом, чтобы обеспечить заданные параметры воздушной ударной волны, падающей на границу исследуемого заряда. Основное внимание уделялось случаю наиболее мягкого воздействия (достаточного, однако, для развития детонации в указанных габаритах). В этом режиме перед контактом с порошком скорость потока газа равна $u = 2.2$ км/с, давление в падающей воздушной ударной волне $p \approx 10$ МПа, что соответствует давлению при отражении от жесткой преграды 90 МПа. Исследуемый заряд располагался на участке $0 < x < 25$ мм.

Для численного моделирования использовалась двухфазная двухскоростная система уравнений, в основном совпадающая с приведенной в [8]:

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u}{\partial x} = J,$$

$$\frac{\partial \rho \varphi u}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u^2}{\partial x} + \varphi \frac{\partial p}{\partial x} = Jv - f,$$

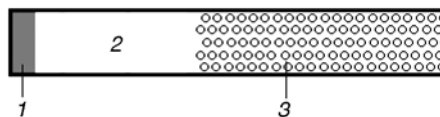


Рис. 2. Геометрия расчетной области:

1 — активный заряд, 2 — воздушный зазор, 3 — исследуемый пористый заряд

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varphi E_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u E_g}{\partial x} + p \frac{\partial (\varphi u + \alpha v)}{\partial x} = \\ = J \left(Q + \frac{(u-v)^2}{2} + E_s \right) + f(u-v) - q, \\ \rho_s \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha v}{\partial x} \right) = -J, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s \alpha} \frac{\partial p_s}{\partial x} = \frac{f}{\rho_s \alpha},$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + v \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{p_s}{\rho_s \alpha} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{q}{\rho_s \alpha},$$

$$p_s = p_s(\varphi, \varphi_{\min}), \quad E_s = C(T_s - T_0) + E_p,$$

$$p = p(\rho, E_g), \quad T = T(\rho, E_g).$$

Здесь t — время, x — координата, ρ — плотность газа, ρ_s — постоянная кристаллическая плотность ВВ, α — объемная доля твердой фазы, φ — пористость, $\alpha + \varphi = 1$, u и v — скорости газа и твердой фазы соответственно, E_g и E_s — внутренние энергии газа и твердой фазы, p — давление газа, p_s — давление сжатия твердого скелета, T и T_s — средние температуры газа и твердой фазы, C — теплоемкость ВВ, f — сила межфазного трения, q — теплообмен, J — приток массы от твердой к газовой фазе, Q — тепловой эффект реакции.

Использовалось уравнение состояния газа из [10]. Для порошка давление p_s определялось аналогично [8]. В частности, в фазе сжатия

$$\begin{aligned} p_s = \rho_s c_{0s}^2 \left[(1 - \beta)(\varphi_0 - \varphi) + \right. \\ \left. + \beta \varphi_0 \left(\frac{\varphi_0}{\varphi} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь c_{0s} — скорость звука в порошке для исходного состояния при $\varphi = \varphi_0 = 0.42$, β — подгоночный коэффициент. Параметры $\beta = 0.25$ и $c_{0s} = 0.22$ км/с подобраны для согласования с экспериментом [11].

Для теплообмена в простейшем случае используется корреляция Дентона [12]

$$q = ASG, \quad (3)$$

$$G = \text{Nu} \frac{\lambda(T - T_s)}{d},$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \left(\frac{\rho|u-v|d\varphi}{\eta} \right)^{0.7},$$

где A — удельная поверхность (на единицу объема) порошка, G — удельный тепловой поток на единицу поверхности частиц, λ — теплопроводность газа, Nu — число Нуссельта, η — динамическая вязкость газа. В начальном состоянии ($\varphi = \varphi_0$) $A = 6(1 - \varphi_0)/d$ для сферических частиц диаметра d . Возрастание удельной поверхности за счет дробления учитывается коэффициентом $S > 1$. Фактор S входит также в силу трения f (вид которой приведен в [8]) и в межфазный массообмен J . Подробно эффект дробления рассмотрен ниже.

Система (1) — двухтемпературная. Реакция в простейшем случае начиналась по достижении заданной средней температуры твердой фазы T_s , которая подбиралась так, чтобы получить возможно лучшее согласие с экспериментом. Реально прогревается тонкий слой на поверхности частиц, температура в котором значительно выше (порядка 1 000 К, если разность $T_s - T_0$ варьировалась в диапазоне от единиц до десятков градусов [8]).

2. МЕХАНИЗМЫ ГОРЕНИЯ

Закон горения имеет вид

$$J = ASu_n,$$

где u_n — скорость регрессии поверхности ВВ. В стандартном случае для тэна эта скорость пропорциональна давлению:

$$u_n = Bp \quad (4)$$

— и составляет 11 см/с при $p = 100$ МПа [9]. Основная проблема при моделировании, как уже отмечалось, это низкая «стандартная» скорость горения ВВ. В расчете [8] формируется медленно движущаяся (≈ 400 м/с), почти непроницаемая «пробка» уплотненного ВВ, причем воспламенение ВВ происходит на заднем фронте пробки. Выделяющейся энергии недостаточно для поддержания волны, поэтому она медленно затухает. В реальной ситуации столь медленная динамика процесса привела бы к отказу из-за бокового разлета.

Оценки показывают, что возможны три механизма, способные на начальной стадии инициирования увеличить скорость брутто-реакции на порядок:

1) дробление частиц ВВ как при компактировании порошка, так и при воздействии на зёрна ВВ аэродинамической нагрузки фильтрующегося через поры потока. В отличие от последующих механизмов, эффект достигается благодаря росту поверхности контакта фаз, без ускорения реакции на поверхности;

2) форсирование горения ВВ за счет теплового потока из газовой фазы, который может заметно превышать поток при обычных условиях горения. Применительно к ракетным двигателям этот эффект называют эрозионным горением;

3) сдвиговая неустойчивость испаряющейся границы зерен ВВ, приводящая к отрыву и быстрому сгоранию микроскопических объемов газа. Этот механизм, по предложению Л. А. Лукьянчикова, будем называть абляционным.

В статье [8] рассмотрены варианты дробления при компактировании, абляции и их совместном действии. Последний вариант оказался наиболее близким к эксперименту. В данной работе изучается более широкий набор процессов, способных ускорить реакцию.

2.1. Дробление частиц

В [8] рассматривалось исключительно дробление компактированием, т. е. коэффициент возрастания поверхности S определялся минимальным значением пористости порошка φ^* , достигнутым в данной лагранжевой точке. Зависимость $S(\varphi^*)$ аппроксимировала данные [4]:

$$S = 1 + 4 \left(\frac{1}{\varphi^*} - \frac{1}{\varphi_0} \right). \quad (5)$$

С тем же успехом можно использовать зависимость S от максимального «твердого» давления p_s^* в данной частице, выразив $\varphi(p_s)$ из (2):

$$\varphi = \varphi_0 -$$

$$\frac{\varphi_0 + P - \sqrt{(\varphi_0 + P)^2 - 4\varphi_0 P(1 - \beta)}}{2(1 - \beta)}, \quad (6)$$

$$P = \frac{p_s}{\rho_s c_{0s}^2}.$$

Кратко зависимость $S(p_s^*)$, следующую из (5), (6), запишем в виде

$$S = F(p_s^*). \quad (7)$$

Такой вариант позволил получить достаточно быстрое инициирование, однако динамика развития волны резко отличалась от экспериментальной. В частности, в начале процесса скорость волны сжатия в порошке мала из-за инерции твердой фазы, разгоняемой малоплотным газовым потоком. Лишь через несколько микросекунд формируется узкий пик компактирования твердой фазы, который и служит очагом воспламенения. Напротив, в эксперименте плотность в волне растет монотонно и плавно (см. рис. 1, *a*).

Указанный недостаток можно преодолеть, если учесть аэродинамическое дробление частиц ВВ. При фильтрации через насыпку ВВ газового потока с начальной скоростью порядка 1 км/с возникают значительные аэродинамические нагрузки, неравномерно распределенные по поверхности частиц. Это приводит к напряжениям, которые способны разрушать зёрна ВВ, подобно тому, как разрушаются в атмосфере метеориты. Такой эффект не требует какого-либо смещения частиц и может проявляться практически безынерционно.

Согласно [13] аэродинамические напряжения в частицах пропорциональны $\rho(u - v)^2$. С другой стороны, при компактировании разрушающие напряжения в зернах пропорциональны «твердому» давлению p_s . Разумно объединить эти два эффекта простейшим образом, считая, что коэффициент возрастания удельной поверхности зависит от максимального значения линейной комбинации «твердого» давления и аэродинамической нагрузки:

$$S = F[(p_s + \theta \rho(u - v)^2)^*]. \quad (8)$$

Здесь функция F та же, что фигурирует в (7), а θ — безразмерный коэффициент, зависящий от деталей течения в порах. Поскольку его значение на данный момент вряд ли может быть надежно рассчитано, следует рассматривать θ как варьируемый параметр, который при существенном аэродинамическом эффекте должен быть порядка 0.5.

2.2. Эрозионное горение

Обычно при моделировании горения полагают, что после воспламенения оттекающий от горячей поверхности газ блокирует межфазный теплообмен q (см., например, [14, 15]). Разумеется, в зоне реакции, как и в зоне прогрева

ВВ, тепловой поток существует, но он спадает до нуля с удалением от горящей поверхности в зону продуктов горения. В предположении равновесного закона горения типа (4) толщиной зоны реакции пренебрегают, т. е. поток в этой зоне не подлежит учету, а рассматривается только внешний теплообмен q . Однако при высокой скорости обтекания зерен ВВ горячим газом тепловой поток к поверхности частиц может значительно превысить «нормальное» значение в зоне реакции. Тогда теплообмен с газовой фазой продолжится и после воспламенения поверхности. Увеличится и скорость реакции. Применительно к задаче о горении пороха в ракетных двигателях этот эффект называют эрозионным горением.

Изучение литературы показало малопригодность существующих моделей к нашей двухфазной системе. Ранние полуэмпирические подходы увязывают эрозионный эффект с ростом эффективной теплопроводности в турбулентном потоке. Эти теории имеют ряд недостатков (в частности, известные модели [16, 17] используют закономерности пограничного слоя на непроницаемой поверхности, т. е. являются приближениями для случая слабого вдува). Кроме того, горение в этих теориях описывается в рамках модели Зельдовича — Франк-Каменецкого, в которой максимальная температура задается теплотой реакции, тогда как в нашей задаче высокоэнтальпийного инициирования температура газа в порах может быть в несколько раз больше. Современные же подходы (включающие модели горения и турбулентности, см., например, [18]) слишком громоздки для использования в двухфазном газодинамическом коде. Поэтому был принят следующий компромисс.

В частице ВВ выделялся поверхностный слой, температура которого T_{ss} за счет теплового потока отличалась от температуры основной массы вещества. При достижении заданной поверхностной температуры $T_{ss} = T_b$ частица загоралась. Тепловой поток к твердой фазе при этом уменьшался из-за вдува продуктов горения (использовалась известная корреляция Кутателадзе — Леонтьева [19]):

$$\frac{G}{G_0} = \left(1 - \frac{2\rho_s u_n}{b_{cr} c_{f0} \rho |u - v|}\right)^2, \quad (9)$$

где G_0 — удельный тепловой поток в отсутствие вдува, который задается формулой типа

(3), c_{f0} — коэффициент сопротивления плоской поверхности в эталонных условиях (также без вдува) [20]. Теплообмен прекращается, когда безразмерный параметр вдува $b = 2\rho_s u_n / (c_{f0} \rho |u - v|)$ достигает критического значения b_{cr} . Для случая, когда температура поверхности T_b ниже температуры T потока вне пограничного слоя, параметр b_{cr} определяется выражением [21]

$$b_{cr} = \frac{1}{1 - \psi} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \psi}}{1 - \sqrt{1 - \psi}} \right)^2, \quad \psi = \frac{T_b}{T}.$$

В квазистационарном приближении, когда в твердом ВВ реализуется михельсоновский профиль температуры, скорость горения приблизительно пропорциональна тепловому потоку G_s на горячей поверхности:

$$u_n = \frac{G_s}{\rho_s C(T_b - T_0)}.$$

При больших значениях теплообмена q можно пренебречь различием G и G_s , так что при преобладании внешнего теплового потока скорость регрессии поверхности частиц будет пропорциональна этому потоку. Напротив, при незначительном влиянии внешнего потока скорость регрессии стандартная (пропорциональная давлению), поэтому для общего случая применялась простейшая интерполяция, аналогично [22]:

$$u_n = BP + \frac{G}{\rho_s C(T_b - T_0)}. \quad (10)$$

Выражение (10), хотя и не содержит какой-либо глубокой идеи, дает правильные асимптотики при малых и больших значениях G . Из (9) и (10) можно получить поток тепла при горении, который удобно представить в виде

$$G = 2G_w G_0 (1 - \varepsilon)^2 \left/ \left[\sqrt{G_w^2 + 4G_0 G_w (1 - \varepsilon)} + G_w + 2G_0 (1 - \varepsilon) \right] \right., \quad (11)$$

где $G_w = b_{cr} C(T_b - T_0) c_{f0} \rho |u - v| / 2$, $\varepsilon = 2\rho_s BP / (c_{f0} \rho |u - v| b_{cr})$. При $\varepsilon = 1$ поток обращается в нуль, и тем более он равен нулю при $\varepsilon > 1$ (происходит оттеснение пограничного слоя).

Поверхностную температуру до момента воспламенения в принципе можно вычислять

путем решения задачи теплопроводности при заданном тепловом потоке $G(t)$ (своем для каждой лагранжевой точки). Однако следует принять во внимание, что надежные данные по кинетике воспламенения ВВ при рассматриваемых условиях отсутствуют, а само условие зажигания при $T_{ss} = T_b$ приближенное [23]. Поэтому температуру воспламенения T_b следует рассматривать как подгоночный параметр. В этих условиях прямолинейный расчет распределения температуры в частицах был бы превышением точности. К тому же введение дополнительного измерения усложнит код и резко замедлит его работу. Исходя из этих соображений использовалась упрощенная схема. При постоянном тепловом потоке G , действующем с момента времени $t = 0$, температура поверхности через время t возрастает на величину

$$\Delta T = \frac{2G\sqrt{t}}{\sqrt{\pi\lambda_s\rho_s C}},$$

где λ_s — теплопроводность твердого ВВ. При степенной зависимости потока от времени, $G \propto t^n$,

$$\Delta T = \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+3/2)} \frac{G\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda_s\rho_s C}},$$

т. е. отличается численным коэффициентом. Последняя зависимость обобщена в [23]. Введены безразмерные переменные

$$X = \frac{tG(t)}{\int_0^t G dt}, \quad Y = \sqrt{\frac{t}{\lambda_s\rho_s C}} \frac{G}{\Delta T}.$$

Для степенной зависимости $G \propto t^n$, очевидно, $Y = \Gamma(n+3/2)/\Gamma(n+1)$, $X = n+1$. Отсюда возникает гипотеза, что и в более общем случае можно выразить $Y(X)$ в виде

$$Y = \frac{\Gamma(X+1/2)}{\Gamma(X)}. \quad (12)$$

Для степенного закона $G \propto t^n$ это выражение точное. В работе [23] показано, что для широкого круга зависимостей $G(t)$, в том числе немонотонных, универсальная кривая (12) хорошо описывает воспламенение. По существу, это совпадение указывает на слабую зависимость температуры воспламенения от условий нагрева и на резкий переход от инертной фазы прогрева к включению реакции.

Недостаток зависимости типа (12) — вхождение явно фиксированного времени нагрева и начала его отсчета. В нестационарной

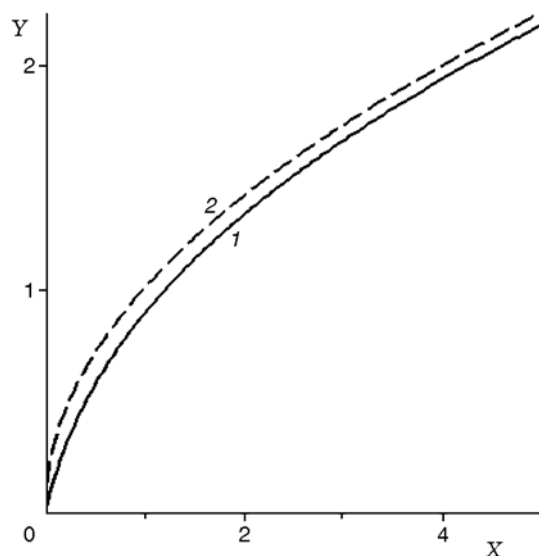


Рис. 3. Кривые воспламенения:

1 — универсальная кривая из [23], 2 — зависимость (13)

одномерной задаче, решаемой методом сквозного счета, возможно достаточно плавное нарастание G , и момент «включения» теплового потока в каждой точке пространства ничем не выделен. Анализ показал, что зависимость (12) можно заменить весьма близкой к ней:

$$Y = \sqrt{X}. \quad (13)$$

Сравнение этих кривых представлено на рис. 3. Например, вблизи $X = 1$ (или $n = 0$) значения Y для кривых (12) и (13) отличаются примерно на 10%. Отметим, что зависимость (12) справедлива для $X > 1/2$ (в случае степенной зависимости $n > -1/2$), поэтому окрестность $X = 0$ (где существенна разница между (12) и (13)) не важна. Из (13) можно выразить температуру поверхности:

$$T_{ss} = T_s + \sqrt{\frac{1}{\lambda_s\rho_s C}} \sqrt{G(t) \int_0^t G(t) dt}. \quad (14)$$

В отличие от (12), выражение (14) не требует знания момента «включения» потока, т. е. нижний предел интегрирования в нем может означать, например, глобальный стартовый момент начала расчета. В каждой точке используются только значения в данный момент времени: поток тепла и интеграл от него, накопленный в прошлом.

Разумеется, формула (14) годится не всегда. Например, при импульсном нагреве она

дает нуль по истечении времени импульса, тогда как в действительности температура поверхности будет спадать обратно пропорционально корню из времени. Однако нас интересуют режимы с возрастанием температуры, для которых можно рассчитывать на работоспособность этой формулы.

Из (11) и (10) скорость регрессии прямо выражается через параметры течения. При $T_b - T_0 \simeq 10^3$ К, $G \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ Дж/(мм² · мкс) u_n возрастает до $\simeq 1$ м/с.

Введение третьей (поверхностной) температуры частиц T_{ss} требует некоторого усложнения системы (1). В этом случае уравнения энергии фаз модифицировались следующим образом:

$$\frac{\partial \rho \varphi E_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u E_g}{\partial x} + P \frac{\partial (\varphi u + \alpha v)}{\partial x} =$$

$$= J \left[Q + E_s + \Delta E_s + \frac{(u - v)^2}{2} \right] + f(u - v) - q,$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + v \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{P_s}{\rho_s \alpha} \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{J}{\rho_s \alpha} \Delta E_s + \frac{q}{\rho_s \alpha},$$

где $\Delta E_s = T_{ss} - T_s$ — добавка к внутренней энергии поверхностного слоя твердой фазы из-за нагрева.

2.3. Абляция

При обдуве зерен ВВ высокоскоростным потоком происходит интенсивный теплообмен, приводящий к испарению поверхности. Испаряющийся слой подвержен сдвиговой неустойчивости, развитие которой приводит к его быстрому срыву и выгоранию. Циклическое повторение такого процесса может обеспечить высокий градиент температуры и соответственно высокую скорость регрессии. Такая модель, предложенная нами в [7], дает на начальной стадии инициирования ускорение реакции примерно на порядок.

Скорость горения можно представить в виде

$$u_n = \frac{k}{\rho_s} \left(\frac{\lambda}{C_g d} \right)^{1/3} (\rho |u - v|)^{2/3}, \quad (15)$$

где C_g — теплоемкость газа, k — коэффициент порядка 1. При скорости обтекания $u - v = 1$ км/с и плотности газа $\rho = 0.1$ г/см³ скорость регрессии поверхности составляет около 1 м/с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Описанные механизмы интенсификации реакции сами по себе выглядят достаточно разумно. Однако нет ясности в пределах применимости полученных формул. Например, эрозийный механизм предполагает, что горение происходит в развитом турбулентном пограничном слое, сформированном на гладкой поверхности. Напротив, если существенна абляция в указанном выше смысле, то горение идет вблизи поверхности частиц, которая из-за неустойчивости процесса отнюдь не будет гладкой. Заранее не ясно, какой альтернативе следует отдать предпочтение. Поэтому отбор вероятных механизмов проводили путем сравнения расчетных результатов с данными эксперимента. Хотя в начальном состоянии все упомянутые механизмы могут обеспечить требуемое ускорение реакции, каждый из них приводит к своей динамике процесса.

3.1. Аэродинамическое дробление

Как упоминалось выше, дробление за счет компактирования порошка не описывает экспериментальные данные. Естественно ожидать, что учет аэродинамических нагрузок улучшит согласие с опытом. В расчетах использовался стандартный закон горения (4) и зависимость (8) для роста удельной поверхности. Варьировались температура воспламенения T_b и коэффициент θ , задающий вклад аэродинамической нагрузки. С увеличением θ процесс ускоряется, и для данного значения T_b варьированием θ можно добиться интегрального совпадения кинематики, т. е. заданного перемещения фронта волны за время, соответствующее окончанию расчета (9.5 мкс). Отклонение расчетной диаграммы $x(t)$ от экспериментальной и сравнение расчетных профилей плотности с экспериментальным набором (см. рис. 1) позволяют оценить пригодность рассматриваемого механизма. При этом значения подбираемых параметров не должны выходить из разумных физических диапазонов (например, $T_b - T_0$ в двухтемпературной модели может составлять порядка 10 К, а θ не может резко отличаться от 0.5). Результаты расчета для наиболее подходящей комбинации этих параметров показаны на рис. 4. С увеличением T_b падает значение θ , при котором достигается кинематическое согласование. Например, при $T_b = T_0 + 20$ К подходящее значение $\theta = 0.15$.

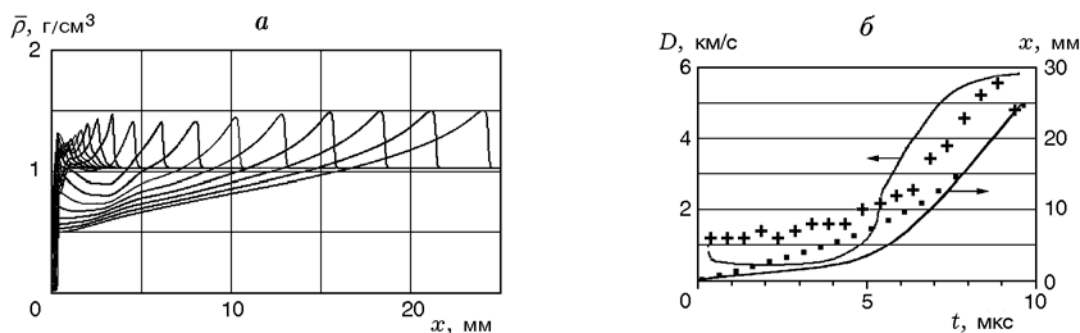


Рис. 4. Расчет околопредельного режима, представленного на рис. 1, с учетом аэродинамического дробления:

$T_b = T_0 + 5$ К, $\theta = 0.35$; *a* — расчетное распределение плотности вдоль оси заряда (шаг 0.5 мкс), *б* — кинематика фронта волны, точки — эксперимент, линии — расчет

Учет аэродинамического дробления позволил несколько улучшить согласие с экспериментом по сравнению со случаем дробления компактированием [8]. Аэродинамический механизм запускает дробление сразу после внедрения газового потока в поры. За счет роста удельной поверхности растет теплообмен и происходит более раннее воспламенение, что приводит к уменьшению сжимаемости среды и увеличивает скорость фронта. Однако остаются заметные различия. Из-за аэродинамического эффекта прежде всего растет межфазное трение и твердая фаза разгоняется быстрее. В результате вначале резко нарастает плотность на фронте, что отражается на рис. 4, *a* в виде пика при $x \approx 1$ мм. Далее инициирующий поток тормозится и эффект дробления ослабевает, пока волна не начинает развиваться благодаря выделению энергии за фронтом. В течение первых 5 мкс расчетный фронт волны движется приблизительно втрое медленнее, чем в эксперименте, а затем начинается резкий разгон. На профилях плотности в этот момент заметен локальный максимум сжатия (при $x \approx 3.5$ мм), хотя и более слабый, чем в отсутствие аэродинамического эффекта (см. рис. 8, *a* в [8]). В эксперименте (см. рис. 1) плотность на фронте растет монотонно, а ускорение волны более плавное.

3.2. Эрозия и дробление

В варианте эрозийного горения использовалась трехтемпературная модель, описанная выше, а также зависимости (10) и (11). Варьировалась температура воспламенения поверхности T_b (уже в окрестности 1000 К). Моде-

лирование показало, что сам по себе механизм эрозии не обеспечивает нужной динамики волны. Возникла довольно узкая (1 ÷ 2 мм) зона быстрой реакции, которая перемещалась со скоростью около 1.5 км/с, причем пористый скелет оставался практически неподвижным, а выгорание в области эрозии было незначительным. Вне этой зоны скорости фаз выравнивались, и далее шло медленное горение согласно закону (4) при невысоком давлении. Соответственно не происходило заметного разгона волны. Эта ситуация близко соответствует «изотермической детонации», описанной в [24, 25], включая значение скорости волны $D = \sqrt{(\gamma - 1)Q}$.

Поэтому был рассмотрен комбинированный механизм эрозии с одновременным дроблением. Как и в предыдущем случае, при заданном значении T_b подбирался наиболее подходящий для воспроизведения кинематики аэродинамический коэффициент θ . При изменении T_b в диапазоне $(T_0 + 700) \div (T_0 + 1500)$ К коэффициент θ растет от 0 до 1.13. Наилучшее воспроизведение кинематики получено при $T_b = T_0 + 1200$ К: кривая $x(t)$ не только совпадала с экспериментальной в начале и конце, но и в течение всего расчета проходила близко к экспериментальным точкам. Результаты для этого варианта показаны на рис. 5.

Несмотря на удовлетворительное согласование кинематики, динамика плотности (см. рис. 5, *a*) резко отличается от экспериментальной (см. рис. 1, *a*). Как и в предыдущем варианте, наблюдается начальный пик плотности. Далее вплоть до $t = 5.5$ мкс расчетное уплотнение примерно в 5 раз меньше, чем в опыте.

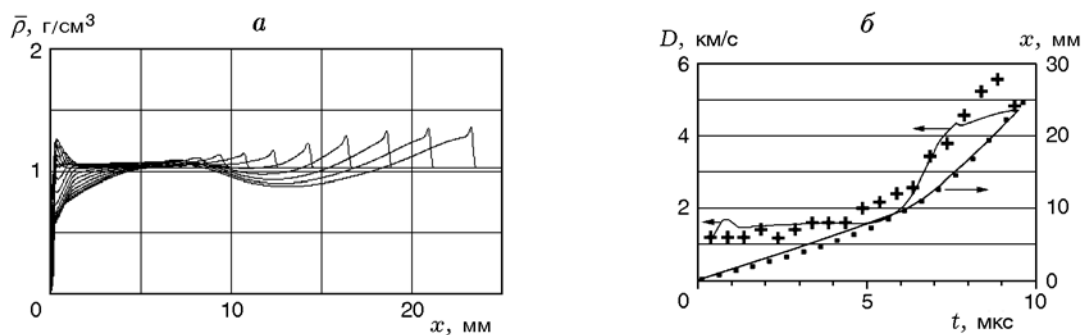


Рис. 5. Расчет режима, представленного на рис. 1, с учетом эрозии и аэродинамического дробления:

$T_b = T_0 + 1200 \text{ К}$, $\theta = 0.45$; *a* — расчетное распределение плотности вдоль оси заряда (шаг 0.5 мкс), *b* — кинематика фронта волны, точки — эксперимент, линии — расчет

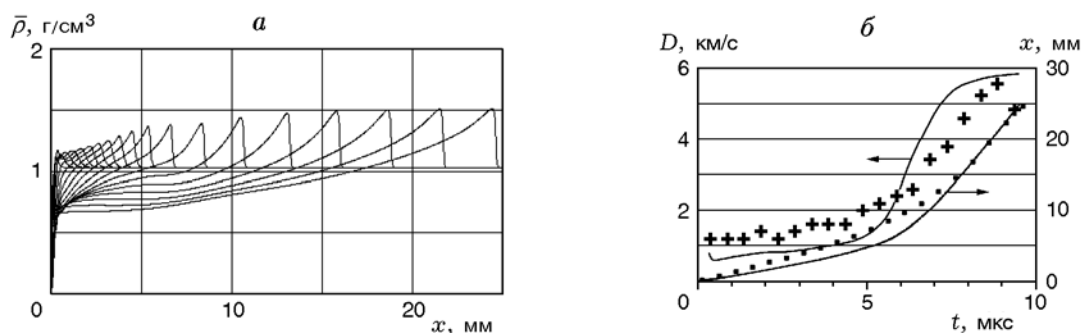


Рис. 6. Расчет режима, представленного на рис. 1, с учетом абляции и аэродинамического дробления:

$T_b = T_0 + 10 \text{ К}$, $k = 1.4$, $\theta = 0.45$; *a* — расчетное распределение плотности вдоль оси заряда (шаг 0.5 мкс), *b* — кинематика фронта волны, точки — эксперимент, линии — расчет

Заметим, что при других значениях T_b кинематическое согласие ухудшается, без какого-либо улучшения воспроизведения динамики плотности. Таким образом, вариант эрозионного горения не описывает эксперимент. Заметим, что это удалось выяснить только благодаря данным невозмущающего синхротронного просвечивания, которое позволяет следить за внутренней структурой заряда.

3.3. Абляция и дробление

Расчеты показали, что ни сам по себе механизм абляции, ни его комбинация со стандартным механизмом горения (4) не приводят к сколько-нибудь разумным результатам. Как и в случае эрозионного механизма, высокая скорость горения локализовалась в тонком слое на фронте волны. Затем торможение потока из-за выделения газа и трения приводило к снижению относительной скорости фаз и практи-

ческому отключению абляционного механизма. Медленное горение по закону (4) в основной части заряда не могло поддерживать ускорение волны.

В работе [8] качественное описание эксперимента получено при одновременном учете абляционного горения и дробления компактированием. Естественно ожидать, что включение аэродинамического механизма дробления улучшит совпадение с опытом. Поэтому была проведена серия расчетов, в которых варьировались средняя по твердой фазе температура воспламенения T_b , абляционный коэффициент k в законе горения (15) и аэродинамический коэффициент θ . Как и в [8], скорости горения по абляционному и стандартному механизму суммировались, по тем же соображениям, что в (10). Результаты расчета по «оптимальному» варианту показаны на рис. 6.

Действительно, согласие профилей плотности с экспериментом улучшилось (ср.

рис. 6,а и рис. 8,б из [8]). В частности, амплитуды профилей в начале процесса заметно возросли и приблизились к экспериментальным. За исключением практически незаметного начального пика, плотность на фронте волны нарастала монотонно. Улучшилось и воспроизведение кинематики, которое уже можно считать удовлетворительным. В течение первых 5 мкс скорость волны примерно на 30 % была ниже экспериментальной.

Изменение параметров модели по сравнению с указанными выше приводило к ухудшению согласия либо в динамике плотности, либо в кинематике. Видно, что данный вариант лучше описывает эксперимент, чем те, что представлены на рис. 4 и 5. Можно заключить, что в рамках использованной, достаточно грубой модели лучшего совпадения с опытом вряд ли следовало ожидать.

ВЫВОДЫ

Расчеты показали, что каждый из рассмотренных отдельных механизмов интенсификации горения сам по себе не описывает результаты эксперимента. Из возможных комбинаций наиболее близкое согласие дает одновременный учет абляции и дробления.

Отметим, что расчетные профили плотности сравнивались с экспериментальными (см. рис. 1,а) чисто визуально. Более детальное сопоставление имело бы смысл при их большем сходстве, недостижимом на использованном уровне моделирования. На данной стадии можно характеризовать полученное согласие с опытом как приемлемое.

Таким образом, наиболее убедительное объяснение быстрого перехода горения в детонацию при высокоэнтальпийном инициировании — включение двух процессов, ускоряющих реакцию: абляции (быстрого горения при срыве испаряющегося слоя на поверхности частиц за счет сдвиговой неустойчивости) и дробления частиц (в том числе из-за аэродинамических нагрузок), увеличивающего удельную поверхность порошка.

Авторы считают своим долгом отметить, что работа в данном направлении была начата по инициативе профессора Л. А. Лукьянчикова (1936–2013). Изложенные результаты проясняют природу процесса, который Леонид Александрович исследовал более 50 лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Беляев А. Ф., Садовский М. А., Тамм И. И.** Применение закона подобия при взрывах к явлению передачи детонации // ПМТФ. — 1960. — № 1. — С. 3–17.
2. **Апин А. Я., Афанасенков А. Н., Димза Г. В., Стафеев В. Н.** О передаче детонации на расстояние // Докл. АН СССР. — 1962. — Т. 147, № 5. — С. 1141–1143.
3. **Лукьянчиков Л. А.** Системы инициирования на вторичных взрывчатых веществах // ПМТФ. — 2000. — Т. 41, № 5. — С. 48–61.
4. **Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В.** Переход горения конденсированных систем во взрыв. — М.: Наука, 1973.
5. **Seay G. E., Seely L. B.** Initiation of a low-density PETN pressing by a plane shock wave // J. Appl. Phys. — 1961. — V. 32, N 6. — P. 1092–1097.
6. **Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А.** К механизму распространения детонации с малой скоростью в порошковом тэне при искровом инициировании // Физика горения и взрыва. — 1974. — Т. 10, № 6. — С. 912–919.
7. **Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчиков Л. А.** Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 3. — С. 89–93.
8. **Ершов А. П., Кашкаров А. О., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р.** Инициирование детонации пористого взрывчатого вещества высокоэнтальпийным потоком газа // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 1. — С. 91–105.
9. **Глазкова А. П.** Катализ горения взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1976.
10. **Куропатенко В. Ф.** Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 112–117.
11. **Baytos J. F., Craig B. G., Campbell A. W., et al.** LASL explosive property data. — University of California Press, Berkeley, CA, 1980.
12. **Denton W. H.** The heat transfer and flow resistance for fluid flow through randomly packed spheres // General Discussion on Heat Transfer. — London: Inst. of Mechanical Engineering and ASME, 1951. — P. 370–373.
13. **Титов В. М., Фадеенко Ю. И., Титова Н. С.** Разгон твердых тел кумулятивным взрывом // Докл. АН СССР. — 1968. — Т. 180, № 5. — С. 1051–1052.
14. **Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш.** Переход конвективного горения порошкообразных ВВ в детонацию // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 93–97.

15. **Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С., Сулимов А. А.** Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 5. — С. 3–12.
16. **Вилюнов В. Н.** К теории эрозийного горения порохов // Докл. АН СССР. — 1961. — Т. 136, № 2. — С. 381–383.
17. **Зельдович Я. Б.** К теории горения пороха в потоке газов // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 4. — С. 463–476.
18. **Булгаков В. К., Липанов А. М.** Теория эрозийного горения твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 2001.
19. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972.
20. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
21. **Волчков Э. П., Лебедев В. П.** Тепло-массообмен в пристенных течениях. — Новосибирск: НГТУ, 2003.
22. **Lenoir J. M., Robillard G.** A mathematical method to predict the effects of erosive burning in solid-propellant rockets // Proc. 6th Symp (Intern.) on Combustion. — New Haven, CO, 1956. — New York: Reinhold Publ. Corp., 1956. — P. 663–667.
23. **Merzhanov A. G., Averson A. E.** The present state of the thermal ignition theory: An invited review // Combust. Flame. — 1971. — V. 16, N 1. — P. 89–124.
24. **Ершов А. П.** Изотермическая детонация и ее стохастическое моделирование // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 3. — С. 112–124.
25. **Ershov A. P.** Isothermal detonation // Combust. Flame. — 1995. — V. 101, N 3. — P. 339–346.

Поступила в редакцию 3/IX 2014 г.
