

УДК 534.222+662.311.1

О МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ ТНТ В УСЛОВИЯХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

В. М. Бельский

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, postmaster@ifv.vniief.ru

Критические условия инициирования детонации в прессованном тротиле алюминиевыми и медными ударниками различной толщины использованы для определения модели его горения в условиях ударного сжатия. Численные значения входящих в нее констант определены из сравнения экспериментальных результатов с теоретическими зависимостями, описывающими поведение кривых потухания, разделяющих области инициирования и отказа детонации тротила. Теоретические выражения получены с использованием теории нестационарного горения порохов. При давлении 6 ГПа зависимость скорости горения от давления имеет излом.

Ключевые слова: тротил, инициирование детонации, модель горения.

ВВЕДЕНИЕ

При разработке кинетических моделей разложения взрывчатых веществ (ВВ) за фронтом ударных волн обычно полагают, что реакция возникает в отдельных очагах и распространяется в объем ВВ в форме волны горения. Поскольку закономерности горения ВВ в условиях ударного сжатия не известны, математические формулировки кинетических моделей содержат простейшую зависимость линейной скорости горения от давления $u = A + Bp^\nu$, полученную в стационарных изотермических условиях. (Коэффициенты A , B , ν подбираются из условия наилучшего описания экспериментальных результатов.) Однако очевидно, что горение очагов в изменяющихся условиях за ударным фронтом представляет собой существенно нестационарный процесс и дальнейшее развитие процесса инициирования целиком и полностью определяется реакцией пламени на изменение внешних условий, вплоть до полного прекращения реакции взрывчатого превращения. Отсутствие в кинетических уравнениях разложения достоверной модели горения ВВ в условиях ударного сжатия, учитывающей многообразие подобных реакций в зависимости от уровня и характера приложенной нагрузки, приводит к тому, что результаты математического моделирования процесса формирования детонационного режима не всегда в полной мере соответствуют экспериментальным результатам.

В настоящей работе с использованием теории нестационарного горения порохов [1] разработана модель горения ТНТ в условиях удар-

ного сжатия. Необходимая для анализа информация получена в экспериментах по инициированию ТНТ металлическими ударниками различной толщины [2–4]. В этих экспериментах горение за ударным фронтом происходит нестационарно в условиях снижающегося давления, скорость горения зависит уже не только от давления и начальной температуры, как в стационарном режиме, а определяется всей историей процесса. При этом, если время изменения давления меньше времени релаксации зон горения, перестройка последних не успевает произойти и ВВ гаснет. Определенная в этих экспериментах так называемая кривая потухания — зависимость давления от времени его действия — разграничивает области инициирования детонации и отказа и несет информацию о закономерностях горения ВВ в условиях ударного сжатия.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ ВВ В УСЛОВИЯХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Реальный поток за фронтом инициирующей ударной волны представляет собой движущуюся совокупность горящих очагов, отделенных от исходного вещества поверхностями пламен. Для адекватного описания такого «объемного» режима горения необходимо решать систему уравнений теплопроводности, описывающих горение каждого индивидуального очага с учетом изменения в процессе горения его кривизны и возможного взаимодействия с ближайшими соседями. Понятно, что поставить и решить такую задачу в настоящее время не представляется возможным. Однако ее можно

свести к задаче, описывающей распространение односвязного фронта пламени.

Используя результаты работы [5], можно показать, что влиянием кривизны на горение очагов с начальным размером $R_0 = 10^{-6}$ см можно пренебречь через $t_f = (4 \div 40) \cdot 10^{-9}$ с после начала горения, а при $R_0 \geq 4 \cdot 10^{-5}$ см влияние кривизны изначально пренебрежимо мало. Для оценки возможного взаимодействия очагов оценим среднее расстояние между ними по формуле $d = 2u_b\tau_{ch}$, где u_b — скорость горения ВВ в условиях детонационной волны, τ_{ch} — время химической реакции, равное длительности зоны химической реакции в детонационной волне. Подставляя в эту формулу характерные времена $\tau_{ch} \approx 0.1$ мкс [6] и скорость горения при высоких статических давлениях $u_b = 2$ мм/мкс [7], получаем (по порядку величины) характерное значение среднего расстояния между очагами, равное $d = 10^{-2}$ см, что, как минимум, на два порядка больше характерного размера поры $r \approx 10^{-4}$ см, принимаемого за максимальный размер очага. Поскольку влиянием соседей на процесс горения очагов можно пренебречь, пока расстояние между ними не сократится до одной трети их радиуса [8], процесс горения спектра очагов за фронтом инициирующей ударной волны можно отождествить с равновесным горением единичного очага в ударно-сжатом веществе и описывать его плоским уравнением теплопроводности.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Переход от исходной горючей конденсированной системы к конечным продуктам горения происходит по-разному в зависимости от внешних условий. В наиболее общем случае, имеющем место при атмосферном и умеренно повышенном давлении, горение протекает в три стадии [1]. Соответственно существуют три характерные пространственные зоны, где идет прогрев исходного вещества с последующим выделением тепла. Первая зона — прогретый слой в горючем веществе. Вторая — зона газификации, в которой горючее вещество превращается в содержащий отдельные твердые частицы газ или протекают частичные реакции с образованием NO, CO, N₂O. Над поверхностью газификации располагается третья — газовая зона с пламенем, где происходит догорание продуктов, образовавшихся во второй зоне. Температура изменяется от начальной T_0

до температуры поверхности T_s , а затем до температуры горения T_b . Температура поверхности T_s является функцией начальной температуры и давления: $T_s = T_s(T_0, p)$. Каждая из указанных зон может быть лимитирующей в зависимости от внешних условий, при которых происходит горение.

При высоких давлениях процесс горения протекает проще. Двухпламенное горение сменяется однопламенным, состав продуктов горения отвечает термодинамическому равновесию, а температура пламени — расчетной температуре горения, температура поверхности конденсированной фазы стабилизируется, тепловыделение полностью переходит в газовую фазу [9]. Массовая скорость горения зависит от внешнего давления и отвода тепла из зоны химической реакции в прогретый слой пороха, который характеризуется градиентом температуры у поверхности конденсированной фазы. Поэтому в каждый момент времени скорость горения определяется мгновенным значением давления p над поверхностью ВВ и градиентом температуры g : $u = u(p, g)$. При изменении внешних параметров происходит перестройка температурного профиля в конденсированной фазе и, как следствие, изменение скорости горения. Процесс перехода от одного стационарного режима к другому не может совершаться мгновенно вследствие конечности времен релаксации процессов, определяющих горение ВВ. При этом, если время изменения внешних параметров меньше времени релаксации зоны горения, перестройка последней не успевает произойти и ВВ гаснет.

Я. Б. Зельдовичем было показано [1], что в случае, когда инерционностью газовой фазы можно пренебречь по сравнению с инерционностью теплового слоя конденсированного вещества, состояние газовой фазы в каждый момент времени находится в соответствии с распределением тепла в конденсированной фазе. Это позволяет свести задачу к рассмотрению сравнительно медленного изменения профиля температуры ВВ.

Используя результаты [1, 10, 11], можно показать, что в условиях ударного сжатия при $p \leq 12$ ГПа зона химической реакции может считаться безынерционной по сравнению с прогретым слоем в ВВ. Отсюда следует, что теория нестационарного горения порохов, разработанная для нормальных условий, может быть применена и в условиях ударного сжатия.

При этом полностью сохраняется постановка задачи, а это означает, что уже полученные решения теории нестационарного горения [12, 13] могут быть распространены и на область ударно-волновых давлений.

Итак, рассматривается равновесное горение ударно-сжатого вещества в полубесконечной области. Горящая поверхность неподвижна и располагается в начале координат. Вещество движется вдоль оси x к началу координат со скоростью, равной скорости горения. Скорость горения в стационарном режиме зависит от давления и температуры по закону $u = (A + Bp^\nu) \exp(\beta T_0)$ (β — температурный коэффициент в законе скорости горения). При неизменных значениях p_f (давление на ударном фронте), T_0 и u_f (скорость горения при $p = p_f$) в веществе устанавливается стационарное михельсоновское распределение температуры. Начиная с момента $t = 0$ давление над поверхностью вещества снижается по некоторому закону. Необходимо установить предельную зависимость давления от времени, при которой еще имеет место горение ВВ в изменяющихся условиях.

В соответствии с изложенными представлениями заметим, что на пределе устойчивости горения ударно-сжатого ВВ относительные изменения давления и температуры в прогретом слое должны быть равны между собой (время релаксации давления должно быть равно времени релаксации прогретого слоя τ_χ). Следовательно, на пределе устойчивости горения справедливы соотношения

$$\frac{d \ln T}{dt} = \frac{d \ln p}{dt} = \frac{1}{\tau_\chi} \sim \frac{u^2}{\chi}$$

(здесь χ — коэффициент температуропроводности конденсированной фазы). При этом возможны два предельных режима распространения горения. Первый соответствует автомоделному режиму горения (режим с переменным временем релаксации τ_χ), второй (с постоянным временем релаксации τ_χ) — такому закону изменения давления, при котором скорость горения скачком изменяется от стационарного значения на ударном фронте u_f до стационарного значения u_b , не меняющегося за ударным фронтом.

Решение задачи для автомоделного режима горения с переменной температурой поверхности получено в [13] и может быть представлено в виде

$$p^\nu = \frac{A_f + B_f p_f^\nu}{B} \frac{C_1^{1/\nu}}{(u_f \sqrt{t} / \sqrt{\chi_f})^{1/\nu}} \times \exp \left\{ -\frac{1}{\nu} k_f \left(1 - \frac{G}{C_1} \right) (1 - n) \theta_s^1 - \frac{1}{\nu} k_f \left(1 - \frac{G}{C_1} \right) F n \tau_1^{n-1} \left[\frac{u_f^2}{\chi_f} t \right] \right\} - \frac{A}{B}, \quad (1)$$

где k_f — безразмерный температурный коэффициент горения, C_1 , G , F , n — константы в автомоделном решении [13], τ_1 — константа, полученная в результате разложения безразмерной температуры $\theta = F\tau^n$ в автомоделном решении в ряд в окрестности температуры $\theta_s^1 = F\tau_1^n$: $\theta = F\tau_1^n + F\tau_1^{n-1}(\tau - \tau_1)$.

Во втором режиме горения «кривая потухания» находится из решения задачи (2)–(7), сформулированной в безразмерных переменных, принятых в теории нестационарного горения [1]:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - W \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad (2)$$

$$\varphi = \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = -\theta + \theta_1, \quad (3)$$

$$\theta(0, \xi) = \exp \xi, \quad (4)$$

$$W = Z \exp k_f (\theta_s - \varphi/W), \quad (5)$$

$$W = \begin{cases} 1, & \tau \leq 0, \\ (\theta_1 - 1)k_f, & \tau > 0, \end{cases} \quad (6)$$

$$0 > \xi > -\infty. \quad (7)$$

Безразмерные переменные:

$$W = \frac{u}{u_f}, \quad \tau = \frac{u_f^2}{\chi_f} t, \quad \xi = \frac{u_f x}{\chi_f}, \quad \theta = \frac{T - T_f}{T_s^0 - T_f},$$

$$\varphi = \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad Z = \frac{A + Bp}{A_f + B_f p_f},$$

$$\theta_1 = \frac{(C_6/C_5)T_b - T_0 - Q/C_1}{T_s^0 - T_0},$$

где C_5 , C_6 — теплоемкости исходного вещества и продуктов горения соответственно, Q — теплота горения взрывчатого вещества.

Связь предельной скорости горения с безразмерной температурой θ_1 и безразмерным температурным коэффициентом горения k_f получена аналогично [12], путем определения из выражения (5) минимально возможного значения Z , при котором горение еще возможно.

Решение задачи (2)–(7) в общем виде приведено в [14]. Опуская громоздкие промежуточные выкладки по вычислению интегралов, приведем его окончательное выражение:

$$p^\nu = \frac{A_f + B_f p_f^\nu}{B} \exp(1 - k_f) \times$$

$$\times \exp \left\{ - \left(1 + \frac{1}{\theta_1 - 1} \right) \left[1.206 + 0.448 k_f^2 (\theta_1 - 1)^2 - \right. \right.$$

$$\left. - \left(1 + \frac{(\theta_1 - 1) k_f}{2} \right) \theta_1 \right] \frac{u_f^2}{\chi} t - \left(k_f + \frac{1}{\theta_1 - 1} \right) [0.333 +$$

$$+ 0.924 (\theta_1 - 1) k_f + 1.122 \theta_1] \sqrt{\frac{u_f^2}{\chi} t} \left. \right\} - \frac{A}{B}. \quad (8)$$

При решении задачи (2)–(7) использованы аппроксимация интеграла вероятности элементарной функцией $\text{erf}(y) = \sqrt{1 - \exp(-1.26y^2)}$ [15] и разложение безразмерной температуры в ряд Тейлора.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Соотношения (1) и (8) представляют собой аналитические выражения предельного закона изменения давления от времени за фронтом ударных волн, когда нестационарное горение еще имеет место (так называемые кривые потухания). Они в явном виде содержат константы, характеризующие процесс нестационарного горения в условиях ударного сжатия. Поэтому, сравнивая экспериментально определенные кривые потухания с аналитическими, можно определить функциональную связь скорости горения ВВ с параметрами его состояния за ударным фронтом и численные значения входящих в нее констант.

Кривые потухания взяты из [2–4] и определены в настоящей работе в экспериментах с использованием медных и алюминиевых ударников различной толщины по схеме, описанной в [4]. Эксперименты этого типа позволяют легко варьировать скорость снижения давления за

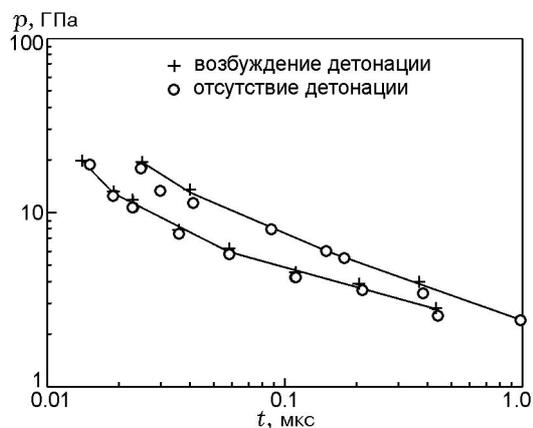


Рис. 1. Зависимость критических параметров инициирования ТНТ медными (нижняя линия) и алюминиевыми (верхняя линия) ударниками от времени первой циркуляции ударной волны

ударным фронтом за счет применения ударников различной жесткости и толщины и легко рассчитывать профиль приложенной нагрузки.

Кривая потухания считалась определенной, если в экспериментах с идентичными ударниками (материал, толщина) регистрировали наличие и отсутствие детонации при различии их скоростей не более чем на 100 м/с.

Экспериментальные результаты по определению кривой потухания ТНТ представлены на рис. 1 в традиционных координатах $\ln p_f - \ln t$, где t — время первой циркуляции по ударнику. Видно, что кривые потухания, разграничивающие области наличия и отсутствия детонации при инициировании ТНТ алюминиевыми и медными ударниками, имеют четкий излом при $p = 6$ ГПа.

РАСЧЕТ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

В идеальном случае импульс давления с критическими параметрами, соответствующими кривой потухания, должен распространяться по образцу ВВ стационарно, не меняя формы. Поэтому проверку соответствия теоретических соотношений (1) и (8) экспериментальным кривым потухания проводили с использованием закона сохранения импульса. Сравнивали импульс давления, переданный образцу ТНТ за время удара, с теоретической предельной зависимостью импульса давления от времени. Параметры действующей на поверхность образца нагрузки определяли расчетным путем

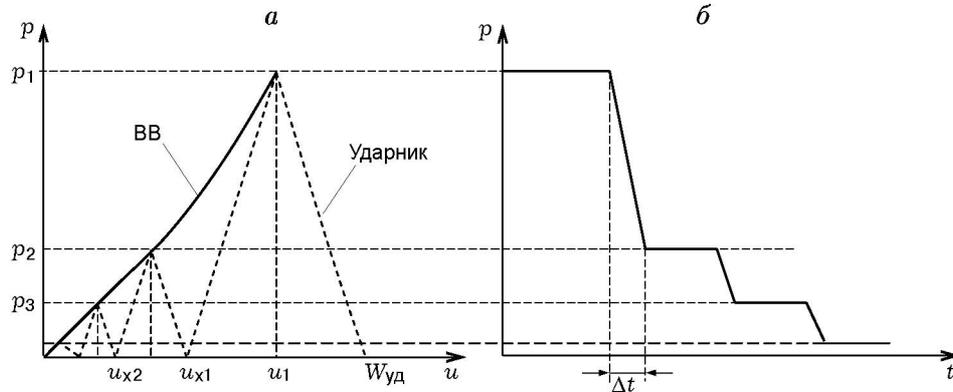


Рис. 2. Волновая картина взаимодействия ударника с мишенью

с учетом волнового характера взаимодействия ударника с ВВ (рис. 2). Необходимые для расчета ударные адиабаты для ТНТ взяты из [16], для Сu и Al — из [17].

Профиль импульса давления, переданного образцу ТНТ, рассчитывали по соотношению $I(t) = \sum_{i=1}^{\infty} p_i t_i$ (t_i — время циркуляции i -й волны по толщине ударника, p_i — давление на фронте i -й ударной волны) при следующих предположениях: а) повышением давления за счет разложения ВВ в течение времени импульса сжатия вещества ударной волной можно пренебречь; это означает, что начальный профиль давления $p(t)$ в ВВ определяется только ударной сжимаемостью ударника и ВВ, б) временем спада давления в волне разгрузки Δt можно пренебречь (см. рис. 2, б). При расчете импульса, переданного ТНТ алюминиевым ударником, за нулевое значение времени принимали момент окончания первой циркуляции.

Теоретические предельные зависимости импульса давления от времени определяли по соотношению $I(\tau) = \int_0^{\tau} p(t) dt$, где $p(t)$ задается уравнением (1) или (8), а $\nu = 1$. Окончательно зависимости имеют вид: для автомодельного решения

$$I(t) = \sqrt{\pi} \frac{C_3}{\sqrt{c}} \sqrt{1 - \exp(-1.26ct)} - C_4(t - t_0) - C_0, \quad (9)$$

где

$$C_3 = \frac{A_f + B_f p_f}{B} \frac{C_1}{u_f / \sqrt{\chi_f}} \times \exp \left\{ -\frac{1}{\nu} k_f \left(1 - \frac{G}{C_1} \right) (1 - n) \theta_s^1 \right\},$$

$$c = k_f \left(1 - \frac{G}{C_1} \right) F n \tau_1^{n-1} \frac{u_f^2}{\chi_f}, \quad C_4 = \frac{A}{B};$$

для решения со ступенчатым изменением скорости горения

$$I(t) = C_2 \{ 1 - \exp(-at - b\sqrt{t}) \} - \frac{A}{B} t,$$

$$a = \left(1 + \frac{1}{\theta_1 - 1} \right) \left[1.206 + 0.448 k_f^2 (\theta_1 - 1)^2 - \left(1 + \frac{(\theta_1 - 1) k_f}{2} \right) \theta_1 \right] \frac{u_f^2}{\chi} t, \quad (10)$$

$$b = \left(k_f + \frac{1}{\theta_1 - 1} \right) \times [0.333 + 0.924(\theta_1 - 1)k_f + 1.122\theta_1] \sqrt{\frac{u_f^2}{\chi_f} t}.$$

Результаты обработки экспериментальных данных, приведенные на рис. 3, показывают, что зависимости (9) и (10) удовлетворительно описывают экспериментальные результаты, а значит, модель горения (5) справедлива во всем исследованном диапазоне давлений.

Численные значения констант, входящих в модель нестационарного горения, рассчитаны согласно системе уравнений

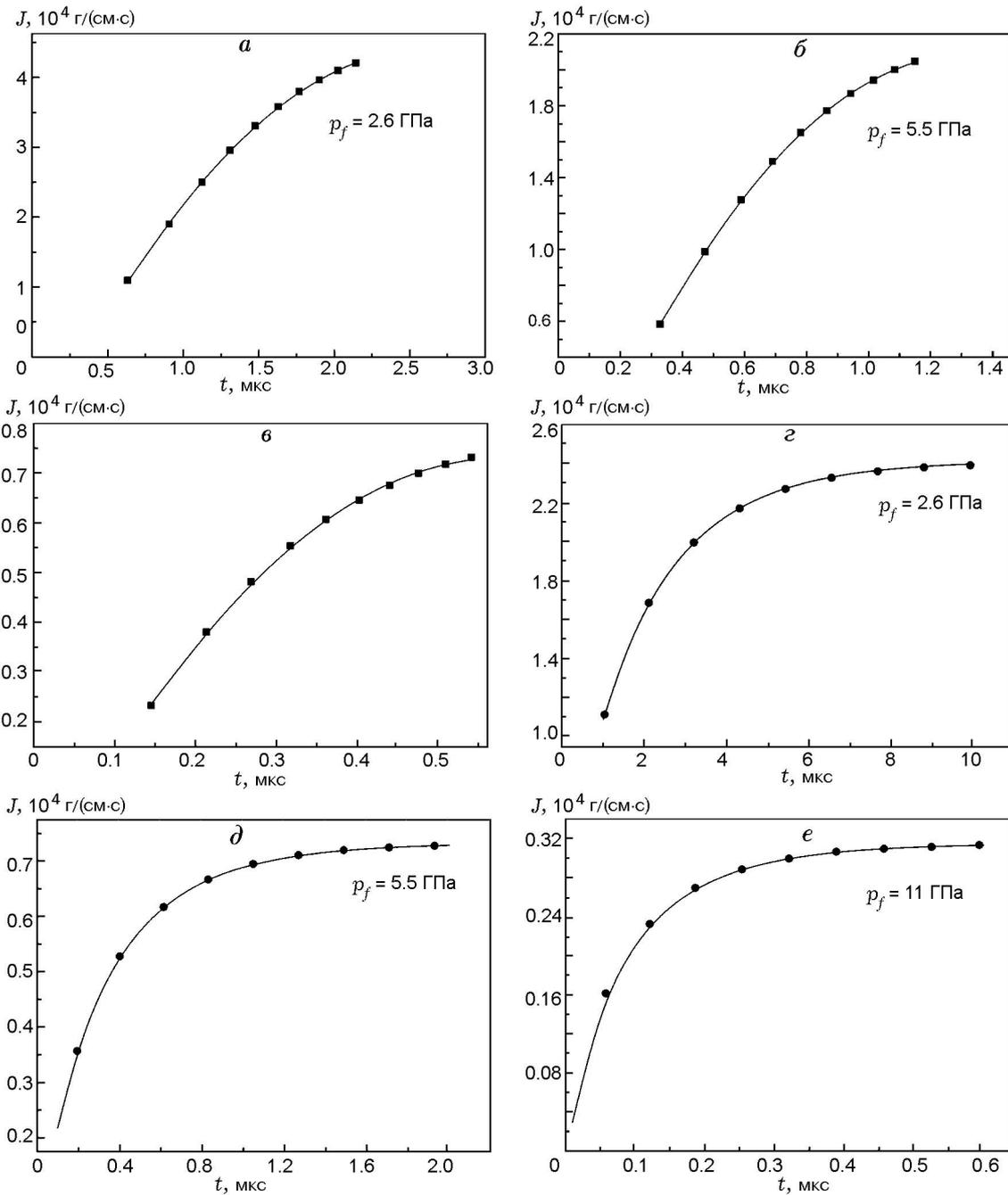


Рис. 3. Описание теоретической зависимостью потухания экспериментальных результатов по инициированию ТНТ медными (*a–в*) и алюминиевыми (*з–e*) ударниками:

a–в — автомодельное решение, *з–e* — решение со ступенчатым изменением скорости горения

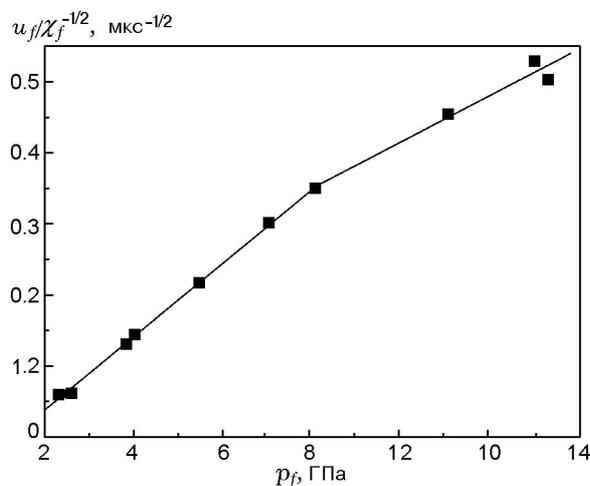


Рис. 4. Зависимость величины $u_f \chi_f^{-1/2}$ для ТНТ от давления ударного сжатия

$$a = \left(1 + \frac{1}{\theta_1 - 1}\right) \left[1.206 + 0.448 k_f^2 (\theta_1 - 1)^2 - \left(1 + \frac{(\theta_1 - 1) k_f}{2}\right) \theta_1\right] \frac{u_f^2}{\chi_f} t,$$

$$b = \left(k_f + \frac{1}{\theta_1 - 1}\right) \times \quad (11)$$

$$\times [0.333 + 0.924(\theta_1 - 1)k_f + 1.122\theta_1] \sqrt{\frac{u_f^2}{\chi_f}} t,$$

$$\frac{p_1}{p_f} = k_f (\theta_1 - 1) \exp(1 - k_f).$$

Для ТНТ зависимость величины $u_f \chi_f^{-1/2}$ от давления ударного сжатия приведена на рис. 4, значения k_f — в таблице.

В области $p_f \leq 8$ ГПа зависимость $u_f \chi_f^{-1/2}(p_f)$ может быть представлена линейным уравнением $u_f \chi_f^{-1/2} = -0.066 + 0.052 p_f$; в области $8 \leq p_f \leq 13$ ГПа — $u_f \chi_f^{-1/2} = -0.088 + 0.033 p_f$ [мкс^{-1/2}].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана модель нестационарного горения ТНТ в области давлений ударного сжатия $p \leq 12$ ГПа и показано, что при $p =$

Значения величины k_f

p_f , ГПа	k_f
2.38	0.010
2.57	0.010
3.83	0.021
4.00	0.023
5.47	0.032
7.00	0.048
8.07	0.063
11.02	0.063
13.00	0.091

8 ГПа зависимость скорости его горения от давления имеет излом.

2. Явление «десенсбилизации» ВВ при инициировании его последовательностью ударных волн, так же как и затухание реакции взрывчатого превращения при резком спаде давления за фронтом инициирующей ударной волны, связано с инерционностью прогретого слоя в волне горения, т. е. с невозможностью мгновенного его изменения при резком изменении давления.

3. Введение в систему газодинамических уравнений данной модели горения ВВ в условиях ударного сжатия дает физически более содержательную модель процесса инициирования детонации, пригодную для прогнозирования поведения ВВ в условиях сильных градиентных течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
2. Васильев М. Я. Возбуждение взрыва ударом. II. Критическая энергия возбуждения взрыва // Физика горения и взрыва. — 1965. — Т. 1, № 3. — С. 15–48.
3. Глушак Б. Л., Новиков С. А., Погорелов А. П., Синицын В. А. Исследование возбуждения процесса детонации ТНТ и ТГ 50/50 ударными волнами малой длительности // Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1981. — С. 26–28.
4. Погорелов А. П., Новиков С. А. Исследование временной зависимости давления инициирования ТНТ и ТГ 50/50 нестационарными

- ударными волнами // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 127–129.
5. **Лоскутов А. Ю., Михайлов А. С.** Введение в синергетику. — М.: Наука, 1990.
 6. **Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н.** Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 45–64.
 7. **Фольц М. Ф.** Зависимость от давления скорости горения PETN для высоких значений давления // Симпозиум по технике и технологии энергетических материалов. — Плезантон, Калифорния, 1994.
 8. **Ананьев А. В., Земских В. И., Лейпунский О. И.** О тепловом самовоспламенении системы горячих очагов // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 4. — С. 49–52.
 9. **Кондриков Б. Н., Райкова В. М., Самсонов Б. С.** О кинетике реакций горения нитросоединения при высоком давлении // Физика горения и взрыва. — 1973. — Т. 9, № 1. — С. 84–90.
 10. **Медведев А. Б.** Коэффициенты переноса в модифицированной модели Ван-дер-Ваальса // Теплофизика высоких температур. — 1995. — Т. 33, № 2. — С. 227–235.
 11. **Бондарев А. Ф., Коршунов А. В.** Оценка числа столкновений молекул в органических кристаллах. Физика, химия и химическая технология // Сб. материалов науч.-техн. конф. работников науки и производства. — Красноярск, 1969. — С. 51–55.
 12. **Ассовский И. Г., Истратов А. Г., Либрович В. Б.** О необходимых условиях ступенчатого изменения скорости горения конденсированных систем // ПМТФ. — 1971. — № 6. — С. 57–64.
 13. **Либрович В. Б., Новожилов Б. В.** Автомодельные решения в теории нестационарной скорости горения пороха // ПМТФ. — 1971. — № 4. — С. 34–43.
 14. **Полянин А. Д., Вязьмин А. В., Журов А. И., Казенин Д. А.** Справочник по точным решениям уравнений тепло- и массопереноса. — М.: Факториал, 1998.
 15. **Резников А. Н., Гаврилов В. Н.** Об одном представлении интеграла вероятности через элементарную функцию // Инж.-физ. журн. — 1967. — Т. XIII, № 3. — С. 379–381.
 16. **Dobratz V. M.** LLNL explosive handbook properties of chemical explosives and explosive simulants. — Livermore, Ca: Lawrence Livermore Laboratory, 1981.
 17. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И.** Физика взрыва. — М.: Наука, 1975. — С. 704.

*Поступила в редакцию 9/IX 2011 г.,
в окончательном варианте — 8/XII 2011 г.*