

УДК 519.6

КИНЕТИКА ИНИЦИИРОВАНИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ЗА СЧЕТ ТРЕНИЯ ПРИ НИЗКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ В РАМКАХ МЕТОДИКИ Д

М. Е. Мартынова, А. Р. Гушанов, Ю. Д. Чернышев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Рассматривается один из возможных механизмов инициирования взрывчатых превращений при низкоскоростных воздействиях. Он основан на поверхностном нагреве взрывчатого вещества при его трении об окружающие материалы.

Представлена реализация уравнений кинетики в рамках методики Д. Описан алгоритм учета сил трения, возникающих на контактных границах при взаимодействии взрывчатого вещества с окружающими веществами. Приведены результаты численного моделирования экспериментов в постановке Stiven Test с использованием описанной кинетики.

Ключевые слова: методика Д, низкоскоростные воздействия, Stiven Test, коэффициент трения, инициирование взрывчатых превращений.

Введение

Инициирование взрывчатых превращений при низкоскоростных воздействиях представляет большой практический и теоретический интерес. В настоящее время не существует общепризнанной модели кинетики инициирования, которая могла бы предсказывать с абсолютной надежностью последствия низкоскоростного удара в условиях конкретного эксперимента.

Одним из возможных механизмов инициирования взрывчатых превращений при низкоскоростных воздействиях является поверхностный нагрев взрывчатого вещества (ВВ) при его трении об окружающие материалы. А. Р. Гушанов предложил полуфеноменологическую модель инициирования взрывчатых превращений при трении. В данной работе представлена реализация предложенных уравнений кинетики в рамках методики Д [1], описан алгоритм учета сил трения [2], возникающих на контактных границах (КГ) между веществами, приведены результаты численного моделирования с использованием описанной кинетики.

Целью численного моделирования являлось воспроизведение в расчетах именно экспериментально зарегистрированного факта инициирования взрывчатых превращений, описание же развития взрывчатых превращений является отдельной задачей и целью данной работы не является.

Уравнения кинетики

Пусть ВВ находится в контакте с веществом, скорость которого отлична от скорости ВВ. Трение, возникающее на КГ, может привести к тому, что вещество вблизи нее расплавится — вдоль КГ образуется зона плавления. Уравнения, определяющие удельную внутреннюю энергию ВВ в зоне плавления и размер зоны плавления, которые получены А. Р. Гушановым, имеют следующий вид:

$$\frac{dE_{пл}(t)}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{(\Delta u)^2}{L(t)^2} \eta(T) + \frac{E_- - E_{пл}(t)}{L(t)} \frac{dL(t)}{dt} + A_3 Q \frac{d\lambda}{dt}; \quad (1)$$

$$\frac{dL(t)}{dt} = A_1 \frac{\kappa}{E_M \rho} \frac{T(t) - T_M}{L(t)}. \quad (2)$$

Здесь $E_{\text{пл}}(t)$ — удельная внутренняя энергия вещества в зоне плавления; $L(t)$ — ширина зоны плавления; $T(t)$ — температура вещества в зоне плавления; T_M — температура плавления; E_M — энергия плавления единицы массы вещества; Δu — разность скоростей вещества на границах зоны плавления; $E_- = c_V(T_M - T_0)$ — внутренняя энергия твердого вещества, нагретого до температуры плавления; c_V — удельная теплоемкость; T_0 — начальная температура (температура окружающего зону плавления холодного вещества); ρ — плотность вещества; κ — коэффициент теплопроводности; $\eta(T)$ — динамическая вязкость; Q — теплота реакции на единицу массы; A_1 и A_3 — константы, требующие подбора. Для величины $L(t)$ задается начальное значение L_0 и полагается, что если $L(t) < L_0$, то $L(t) = L_0$.

К этим уравнениям должно быть добавлено уравнение, определяющее скорость химической реакции в соответствии с законом Аррениуса [3, 4]:

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 - \lambda) B e^{-E_a/(RT)}, \quad (3)$$

где λ — массовая концентрация продуктов реакции; B — частотный множитель кинетики Аррениуса; E_a — энергия активации в кинетике Аррениуса; R — молярная газовая постоянная.

Связь температуры в зоне плавления с удельной внутренней энергией учитывает фазовый переход и имеет вид

$$T(t) = \begin{cases} T_0 + \frac{E_{\text{пл}}(t)}{c_V}, & E_{\text{пл}}(t) < c_V(T_M - T_0); \\ T_M, & c_V(T_M - T_0) < E_{\text{пл}}(t) < c_V(T_M - T_0) + E_M; \\ T_0 + \frac{E_{\text{пл}}(t) - E_M}{c_V}, & c_V(T_M - T_0) + E_M < E_{\text{пл}}(t). \end{cases}$$

Вязкость вещества в зоне плавления зависит от температуры: при температуре, меньшей температуры плавления, она равна константе, в точке плавления меняется скачком, при дальнейшем повышении температуры уменьшается:

$$\eta = \eta(T) = \begin{cases} \eta_s, & T(t) \leq T_M; \\ \eta_0 \exp\left(\frac{T_a}{T(t)}\right), & T(t) > T_M, \end{cases}$$

где η_s — динамическая вязкость твердой фазы ВВ; η_0 — предэкспоненциальный множитель зависимости динамической вязкости жидкой фазы ВВ от температуры; T_a — коэффициент в температурной зависимости динамической вязкости жидкой фазы ВВ [5].

В разностной форме система уравнений (1)–(3) записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda^{n+1} - \lambda^n}{\tau} &= (1 - \lambda^{n+1}) B e^{-E_a/(RT)}; \\ \frac{L^{n+1} - L^n}{\tau} &= A_1 \frac{\kappa}{E_M \rho^n} \frac{T^n - T_M}{L^n}; \\ \frac{E_{\text{пл}}^{n+1} - E_{\text{пл}}^n}{\tau} &= \frac{1}{\rho} \frac{(\Delta u)^2}{(L^{n+1})^2} \eta^n + \frac{E_- - E_{\text{пл}}^{n+1}}{L^n} \frac{L^{n+1} - L^n}{\tau} + A_3 Q \frac{\lambda^{n+1} - \lambda^n}{\tau}. \end{aligned}$$

Обратим внимание на то, что L (ширина зоны плавления) — одна из величин, определяемых системой уравнений (1)–(3), и она никак не связана с размером счетных ячеек. Так же, как и другие величины предложенной кинетики ($E_{\text{пл}}$ и λ), она вычисляется на КГ ВВ (в пограничном слое ячеек). Поскольку в системе (1)–(3) Δu — разрыв скорости именно на контакте ВВ с другим веществом, не зависящий явно от размера счетных ячеек, то величины L , $E_{\text{пл}}$ и λ также не имеют явной зависимости от размера ячеек.

Обратим внимание и на то, что предложенные уравнения кинетики описывают именно инициирование взрывчатых превращений, а не их развитие, поэтому при численном моделировании решалось уравнение состояния в виде трехчлена (без учета энерговыделения).

Трение на КГ

В рамках методики Д был реализован один из алгоритмов, позволяющий учесть силы трения \vec{F}_T [2], возникающие на КГ между веществами. Рассмотрим, как вводится сила трения \vec{F}_T в уравнение движения. Без учета трения скорость на КГ определяется уравнением движения

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\text{grad } g + \text{div } S, \quad (4)$$

где $g = P + \varepsilon$ — давление с искусственной вязкостью; S — девиатор тензора напряжений. В разностях уравнение (4) для узла 0 (рис. 1) преобразуется к следующему виду:

$$\vec{a} \equiv \frac{\vec{u}_0^{n+1/2} - \vec{u}_0^{n-1/2}}{0,5(\tau^{n+1/2} + \tau^{n-1/2})} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (5)$$

Здесь \vec{a} — ускорение узла 0; $\tau^{n+1/2}$, $\tau^{n-1/2}$ — временные шаги; m — масса узла 0; \vec{F} — суммарная сила в окрестности узла 0 от давлений g и упругих добавок от S ; $\vec{F} = \vec{F}_N + \vec{F}_K$, где \vec{F}_N , \vec{F}_K — нормальная и касательная составляющие \vec{F} .

На рис. 1 КГ разделяет два вещества — 1 и 2, или области 1 и 2. \vec{N} и \vec{K} — единичные нормаль и касательная в обчитываемой точке 0 области 1; C — ближайшая точка из соприкасающейся границы области 2; \vec{U}_{OK} и \vec{U}_{CK} — касательные составляющие скорости на КГ. Нормаль $\vec{N} = (N_x, N_y)$ для любой точки КГ направлена во вне области, которой точка принадлежит: для точки 0 области 1 нормаль \vec{N} направлена вниз, для точки C области 2 нормаль имеет противоположное направление; $\vec{K} = (-N_y, N_x)$.

Процесс нахождения нормальной прижимающей силы $\vec{F}^* = \vec{F}_N^* + \vec{F}_K^*$ разбивается на два этапа.

1-й этап. Для определения нормальной силы \vec{F}_N^1 в точке 0 решается разностный аналог уравнения (4) в предположении, что в соприкасающейся области 2 m , g и S равны нулю. Затем по формуле (5) определяется ускорение \vec{a} и сила \vec{F} . В итоге получаем $\vec{F}^1 = \vec{F}_N^1 + \vec{F}_K^1 = \vec{a}_1 m_1$ (рис. 2).

2-й этап. Для точки C в предположении, что в области 1 m , g и S равны нулю, процедура определения силы аналогична первому этапу: $\vec{F}^2 = \vec{F}_N^2 + \vec{F}_K^2 = \vec{a}_2 m_2$ (рис. 3).

Далее для точки 0 (где $\vec{N} = \vec{N}_0$) корректируются значения величин \vec{F}_N^* , \vec{F}_N^1 , \vec{F}_N^2 :

1) если $\left((\vec{F}_N^1 - \vec{F}_N^2), \vec{N} \right) < 0$, считаем, что трения нет: $\vec{F}_T = \vec{F}_N^* = 0$;

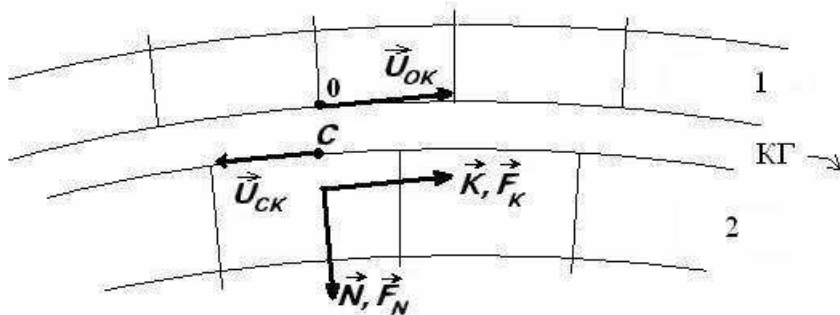


Рис. 1. Фрагмент сетки в окрестности КГ, разделяющей вещества 1 и 2

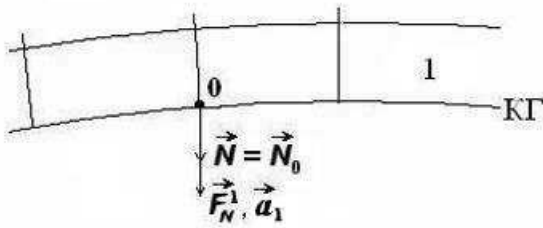


Рис. 2. Фрагмент сетки для точки 0

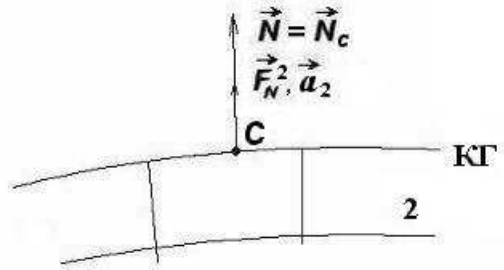


Рис. 3. Фрагмент сетки для точки C

2) если $\left((\vec{F}_N^1 - \vec{F}_N^2), \vec{N} \right) \geq 0$, то в качестве силы можно выбрать $\vec{F}_N^* = 0,5 (\vec{F}_N^1 - \vec{F}_N^2)$ или $\vec{F}_N^* = \max \{ \vec{F}_N^1, -\vec{F}_N^2 \}$.

Получив значение величины \vec{F}_N^* , можно определить

$$\vec{F}_T = \vec{K}k \left| \vec{F}_N^* \right| \text{ZN},$$

где k принимает значения безразмерных коэффициентов трения покоя и скольжения k_1 и k_2 [6]; ZN — знак вектора \vec{F}_T в соответствии с ориентацией \vec{K} и относительной скоростью материалов (см. рис. 1):

$$\text{ZN} = \begin{cases} +1, & \left((\vec{U}_{0K} - \vec{U}_{CK}), \vec{K} \right) \leq 0; \\ -1, & \left((\vec{U}_{0K} - \vec{U}_{CK}), \vec{K} \right) > 0. \end{cases}$$

Если $\left| \vec{U}_{0K} - \vec{U}_{CK} \right| > \varepsilon = 10^{-5}$ км/с, то $k = k_2$, иначе $k = k_1$. При $k = k_1$ производится еще одна проверка: если $\left| \vec{F}_T \right| > \left| \vec{F}_K \right|$, то полагается $\vec{U}_{0K}^{n+1/2} = \vec{U}_{0K}^{n-1/2}$.

Окончательно с учетом трения уравнение движения решается в следующем виде:

$$\frac{\vec{U}_0^{n+1/2} - \vec{U}_0^{n-1/2}}{0,5 (\tau^{n+1/2} + \tau^{n-1/2})} = \frac{\vec{F}_N + \vec{F}_K + \vec{F}_T}{m}.$$

Постановка и результаты расчетов

По методике Д была посчитана тестовая задача с описанной выше кинетикой инициирования взрывчатых превращений при трении. Расчеты проводились в двумерной двухобластной постановке. Рассчитываемая система состоит из двух областей: стали и ВВ (рис. 4).

Граничные условия: AF — жесткая стенка; BE — КГ; AB, BC, CD, DE, EF — свободные поверхности. На границе CD задавалось условие $P = -\frac{1}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \sigma_{yy}$; $S_{yy} = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \sigma_{yy}$; $S_{xy} = \sigma_{xy}$, где ν — коэффициент Пуассона, $\sigma_{yy} = -0,01$, $\sigma_{xy} = at$ ($a = 0,001$). Под действием приложенных сил ВВ смещается относительно стального бруса.

Уравнения состояния:

- 1) для стали — трехчлен с константами $\rho_0 = 7,85$ г/см³, $c_0 = 4,9$ км/с, $n = 3$, $\Gamma = 2$; параметры упругопластики — $\nu = 0,28$, $Y_0 = 0,8$ ГПа, $P_{\text{отк}} = -2,5$ ГПа;
- 2) для ВВ — трехчлен с константами $\rho_0 = 1,883$ г/см³, $c_0 = 2,64$ км/с, $n = 7,2$, $\Gamma = 2,65$; параметры упругопластики — $\nu = 0,33$, $Y_0 = 0,05$ ГПа, $P_{\text{отк}} = -0,06$ ГПа.

Начальные условия:

$\lambda = 0$ — начальное значение массовой концентрации продуктов реакции в законе Аррениуса;
 $L = L_0 = 10^{-4}$ см — начальная ширина зоны плавления;
 $E_{пл} = c_V(T_M - T_0) + E_M$ — начальное значение удельной внутренней энергии ВВ (см. формулу (1)).

Коэффициенты трения [6] имеют значения $k_1 = 0,1$ (трение покоя) и $k_2 = 0,1$ (трение скольжения).

Приведем параметры ВВ, которые будем использовать при вычислениях: $E_a = 175$ кДж/г; $B = 4,71 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $Q = 5,3$ кДж/г; $T_a = 7800$ К; $\eta_0 = 3,1 \cdot 10^{-10}$ ГПа · мкс; $\eta_s = 0,11$ ГПа · мкс; $c_V = 0,00113$ кДж/(г · К); $T_M = 550$ К; $E_m = 0,2$ кДж/г; $R = 0,00831$ кДж/моль; $T_0 = 300$ К; $\kappa = 2,6 \cdot 10^{-12}$ кДж/(мкс · см²); $A_1 = 1$; $A_3 = 1$.

Основной характеристикой, по которой можно оценить правильность результатов, является скорость граничных точек ВВ. Поставленная задача имеет приближенное аналитическое решение, которое было получено А. Р. Гушановым в предположении, что скорость всех материальных точек образца ВВ в данный момент времени одинакова. Это решение имеет вид

$$u = \frac{a}{2\rho h} \left(t - \frac{k_2 \sigma_{yy}}{a} \right)^2 \quad (6)$$

(при $k_1 = k_2$), где h — толщина верхнего бруска (ВВ); a — коэффициент, используемый при задании граничных условий. С этим решением сравнивалось численное решение (рис. 5). Сравнение численного решения с приближенным аналитическим показывает хорошее согласие результатов.

Полученные значения энергии, температуры, ширины зоны плавления и массовой концентрации продуктов реакции представлены на рис. 6—9. На графиках приведены также результаты, полученные при решении обыкновенных дифференциальных уравнений (1)—(3) при подстановке в них решения для разности скоростей на границе веществ (6). Результаты расчета согласуются с результатом непосредственного интегрирования уравнений кинетики.

Следующий шаг — моделирование экспериментов, проведенных в методике Stiven Test.

В экспериментах, описанных в работе [7], по образцу ВВ PBX 9501 толщиной 2,54 см и диаметром 14,605 см, заключенному в стальную оболочку, производился удар стальным ударником массой 2 кг со скоростью 50—100 м/с. На рис. 10 представлена геометрия образца ВВ, корпуса и ударника (размеры указаны в сантиметрах). В ходе экспериментов определялось наличие или отсутствие взрывчатых превращений при ударе и параметры деформации образца ВВ, а также содержащего его контейнера в тех случаях, когда инициирования не было.

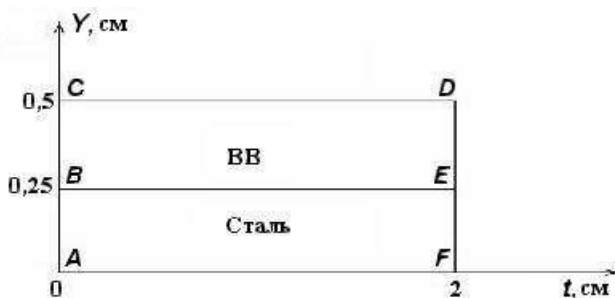


Рис. 4. Начальная геометрия расчетов

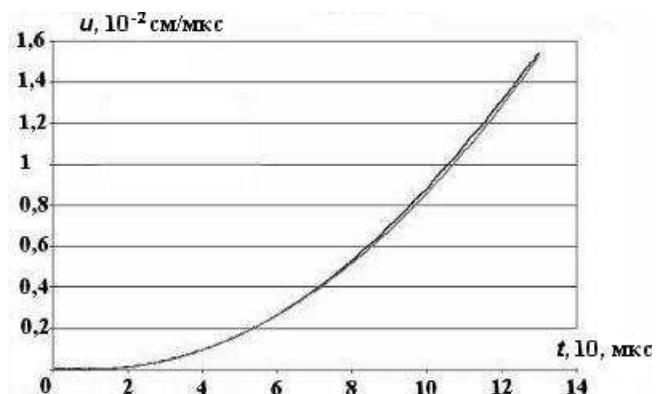


Рис. 5. Зависимость скорости от времени: темная кривая — расчет; светлая кривая — аналитическое решение

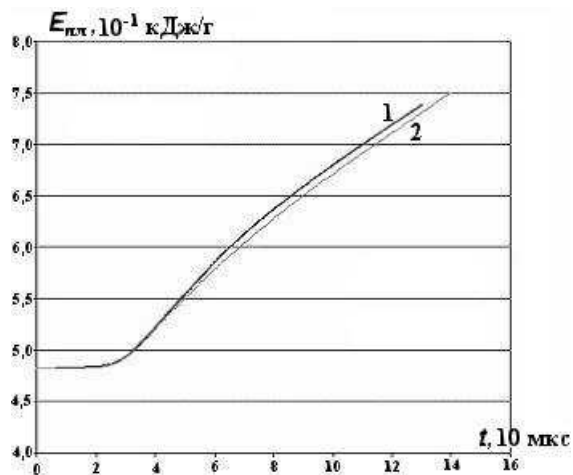


Рис. 6. Зависимость удельной энергии от времени: 1 — расчет Д; 2 — аналитическое решение

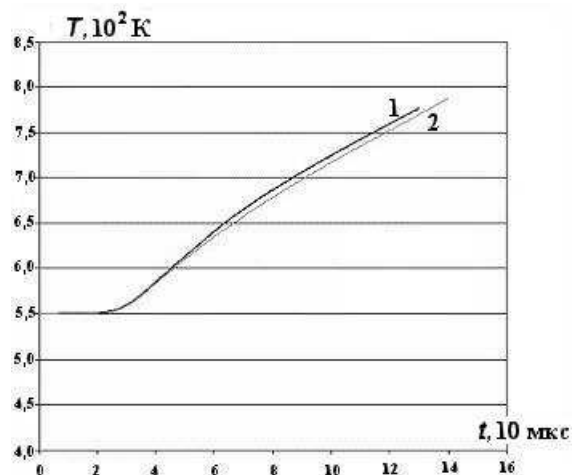


Рис. 7. Зависимость температуры от времени: 1 — расчет Д; 2 — аналитическое решение

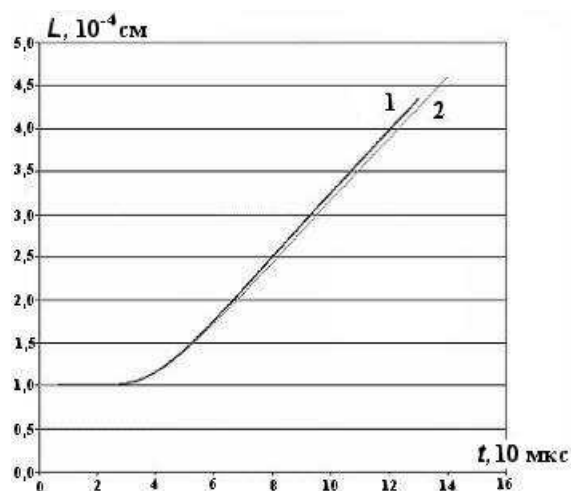


Рис. 8. Зависимость ширины зоны плавления от времени: 1 — расчет Д; 2 — аналитическое решение

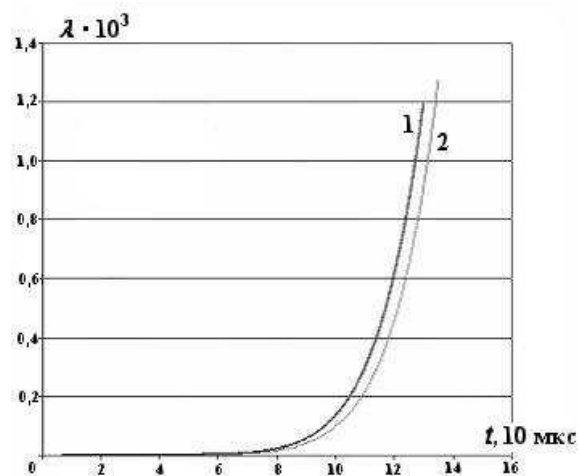


Рис. 9. Зависимость массовой концентрации продуктов реакции от времени: 1 — расчет Д; 2 — аналитическое решение

Расчеты проводились в двумерной осесимметричной постановке с учетом упругопластических свойств веществ. Начальная геометрия расчетов определялась постановкой экспериментов, она представлена на рис. 11.

Исследуемое ВВ представляет собой диск ($R = 7,3025$ см; $h = 2,54$ см), помещенный в стальной корпус. Нагружение ВВ производится метанием стального ударника.

Граничные условия: нижняя и правая (AB на рис. 11) границы — жесткие стенки, остальные — КГ.

Начальные условия:

скорость снаряда соответствует скорости удара в эксперименте;

$\lambda = 0$ — начальное значение массовой концентрации продуктов реакции в законе Аррениуса;

$L = L_0 = 10^{-4}$ см — начальная ширина зоны плавления;

$E_{пл} = c_V(T_M - T_0) + E_M$ — начальное значение удельной внутренней энергии ВВ (см. формулу (1)).

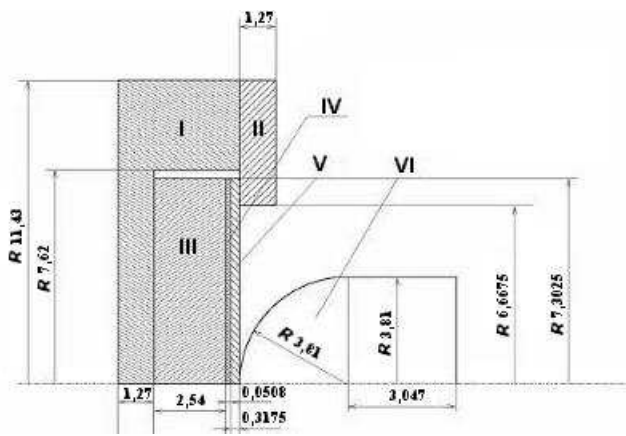


Рис. 10. Геометрия образца ВВ, контейнера и ударника в экспериментах [7]: I, II — контейнер, сталь 304ss; III — образец ВВ; IV — Sylgard 184; V — крышка, сталь; VI — ударник, сталь

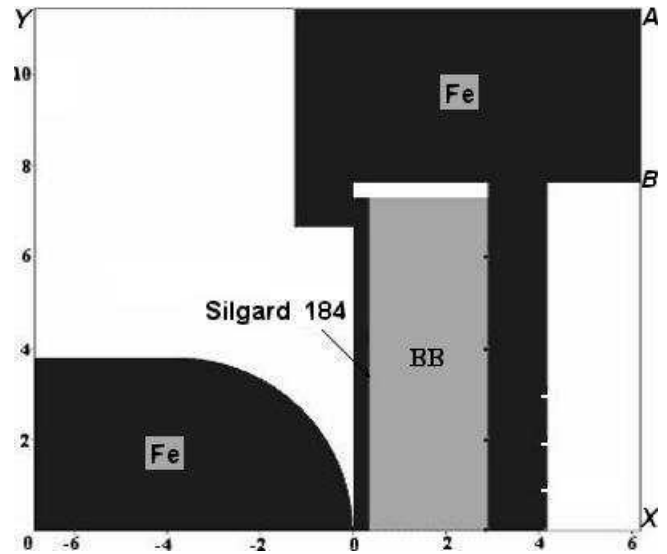


Рис. 11. Начальная геометрия расчетов

Коэффициенты трения [6] имеют значения $k_1 = 0,5$ (трение покоя) и $k_2 = 0,5$ (трение скольжения).

Уравнения состояния:

- 1) для стали — трехчлен с константами $\rho_0 = 7,85 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 4,7 \text{ км/с}$, $n = 5$, $\Gamma = 1,5$; параметры упругопластики — $\nu = 0,28$, $Y_0 = 0,44 \text{ ГПа}$, $P_{\text{отк}} = -\infty$;
- 2) для ВВ — трехчлен с константами $\rho_0 = 1,828 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 2,683 \text{ км/с}$, $n = 7$, $\Gamma = 1,5$; параметры упругопластики — $\nu = 0,25$, $Y_0 = 0,05 \text{ ГПа}$, $P_{\text{отк}} = -0,03 \text{ ГПа}$;
- 3) для Sylgard 184 $\rho_{00} = 0,92 \text{ г/см}^3$, $\rho_0 = 1,394 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 3 \text{ км/с}$, $n = 4,6$, $\Gamma = 1$.

В области крышки, закрывающей ВВ, выделялся неупругий слой вещества (Sylgard 184) толщиной 0,05 см. Наличие данного вещества создает условия идеального скольжения между ВВ и прилегающей к нему крышкой. Трение в ВВ моделируется на правой границе (дальней от крышки и ударника).

На задней поверхности ВВ, на высоте $y = 0, 2, 4, 6$ см располагались датчики (на рис. 11 обозначены черными точками), которые фиксировали значения массовой концентрации продуктов реакции, ширины зоны плавления, температуры, энергии, а также разность скоростей на границе между ВВ и стальным корпусом. Датчики на задней поверхности стального корпуса, расположенные на высоте $y = 0, 1, 2, 3$ см (на рис. 11 обозначены белыми точками), регистрировали значения тензора деформаций.

Основными результатами расчетов являются параметры, характеризующие развитие деформаций ВВ во времени. Выводы о согласованности расчетов с экспериментами можно сделать, сравнивая вмятины в образце и смещения задней поверхности (наиболее удаленной от ударника) стенки контейнера, которые измерялись в тех экспериментах, в которых не наблюдалось взрыва и были сохранены образец и контейнер (таблица). Можно заметить, что расчетные глубины вмятин в образце ВВ несколько больше экспериментальных, однако отличие не превышает 12%. Отличие объясняется тем, что в расчетах не учитывается энерговыделение — реализуется *холодное* сжатие.

Величиной, определяющей возможность инициирования взрывчатых превращений в соответствии с уравнениями (1)–(3) используемой кинетики, является разрыв скоростей $\Delta u(t)$ на поверхности ВВ. На рис. 12 представлены зависимости от времени этой величины на различных удалениях от оси симметрии на границе ВВ–контейнер (на поверхности контакта ВВ с передней крышкой разрыв скорости образуется не в ВВ, а в более пластичном Sylgard 184, которым образец ВВ отделен от крышки; этот разрыв не может быть причиной инициирования взрывчатых превращений) при скорости удара 72,2 м/с.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Скорость, м/с	Взрывчатые превращения (эксперимент)	Глубина вмятины в ВВ, см		Смещение стенки стального корпуса вдоль оси удара, см	
		эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
56,6	Нет	—	—	0,1	—
65,5	- " -	1,5	1,675	0,29	0,4
70,9	- " -	1,7	1,814	0,41	0,45
72,2	- " -	1,74	1,897	0,43	0,47
75,1	Частичный взрыв	—	—	—	—
76,2	Взрыв	—	—	—	—
80,7	- " -	—	—	—	—
84,9	- " -	—	—	—	—
99,1	- " -	—	—	—	—

Как можно видеть, максимального значения разрыв скорости достигает при удалении точки наблюдения на 2 см от оси симметрии. На рис. 13 представлены зависимости разрыва скорости на этом удалении от оси при различных скоростях удара. В соответствии с результатами эксперимента порог скорости удара для инициирования взрывчатых превращений находится в интервале 72,2—76,2 м/с. Это означает, что в рамках используемой кинетики при скорости удара 72,2 м/с трение еще недостаточно интенсивно для инициирования взрывчатых превращений, а при скорости удара 76,2 м/с — уже достаточно интенсивно.

Кинетика инициирования взрывчатых превращений, используемая при численном моделировании, является полуфеноменологической. Это означает, что имеются константы, которые необходимо подобрать для описания экспериментальных результатов. Для сокращения числа двумерных расчетов полученные зависимости разрыва скорости от времени $\Delta u(t)$ были аппроксимированы, затем было проведено численное интегрирование уравнений кинетики (1)–(3). После проведения нескольких расчетов с различными параметрами кинетики был выбран набор констант такой, что

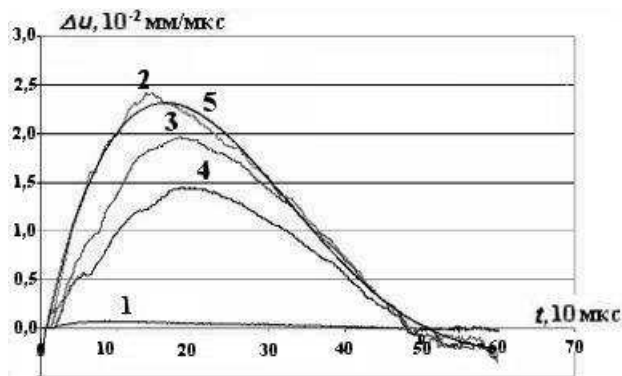


Рис. 12. Зависимости разрыва скорости на поверхности ВВ—металл от времени на различных удалениях от оси при скорости удара 72,2 м/с: 1 — $y = 0$; 2 — $y = 2$; 3 — $y = 4$; 4 — $y = 6$; 5 — аппроксимация, $y = 2$

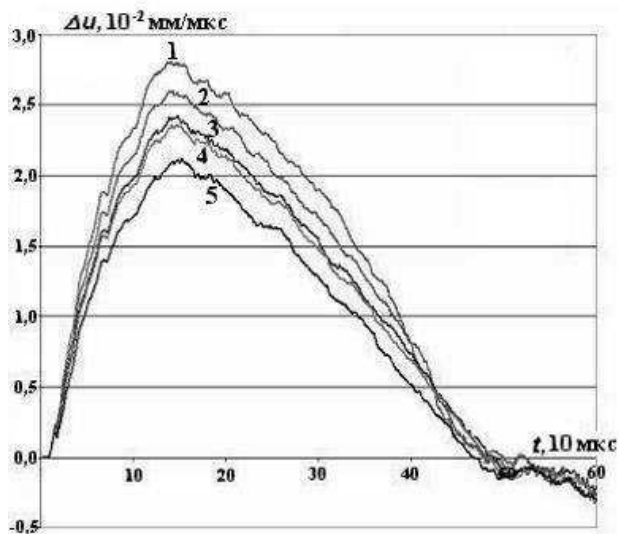


Рис. 13. Зависимости разрыва скорости на поверхности ВВ—металл от времени на удалении 2 см от оси для различных скоростей удара: 1 — $v = 80,7$ м/с; 2 — $v = 76,2$ м/с; 3 — $v = 72,2$ м/с; 4 — $v = 70,9$ м/с; 5 — $v = 65,5$ м/с

при использовании зависимостей $\Delta u(t)$, полученных в расчете при скорости удара 72,2 м/с, инициирование не происходит, а при использовании результатов расчета со скоростью удара 76,2 м/с — происходит. Затем было проведено двумерное численное моделирование в комплексе программ Д с использованием подобранных констант.

Полный набор констант, используемых в кинетике инициирования взрывчатых превращений, определяемой системой уравнений (1)–(3), состоит из двух частей:

1) различные характеристики использованного в эксперименте ВВ: $E_a = 220,8$ кДж/г; $B = 5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$; $Q = 2,1$ кДж/г; $T_a = 7800$ К; $\eta_0 = 3,1 \cdot 10^{-10}$ ГПа · мкс; $c_V = 0,0012$ кДж/(г · К); $T_m = 550$ К; $E_m = 0,2$ кДж/г; $R = 0,00831$ кДж/моль; $\rho = 1,883$ г/см³; $T_0 = 300$ К; $\kappa = 2,6 \cdot 10^{-12}$ кДж/(мкс · см²);

2) собственно феноменологические безразмерные константы, подобранные описанным выше способом: $A_1 = 0,89$, $A_3 = 1,9$.

Двумерное численное моделирование в рамках методики Д, выполненное с использованием системы уравнений кинетики инициирования взрывчатых превращений при трении и набора констант, приведенного выше, показало совпадение расчетного интервала, в котором заключена пороговая для инициирования взрыва скорость удара, с экспериментальным: при скорости удара 72,2 м/с и в расчете, и в эксперименте инициирование не происходит, а при скорости удара 76,2 м/с — происходит.

На рис. 14, 15 приведены зависимости от времени температуры и концентрации продуктов реакции в зоне плавления на границе *ВВ–металл* на удалении 2 см от оси симметрии (на этом удалении разрыв скорости и температура максимальны). Как можно видеть, при скоростях удара 65,5–72,2 м/с нагрев вещества в зоне плавления за счет вязкопластической диссипации механической энергии оказывается недостаточным для инициирования самоподдерживающейся химической реакции и после прохождения максимума скорости диссипации (максимума разрыва скорости на границе) температура вещества начинает убывать за счет теплопередачи в окружающее зону плавления вещество. При скоростях удара 76,2 и 80,7 м/с нагрев оказывается достаточным для развития химической реакции, тепловой эффект которой превышает теплопередачу в окружающее пространство, и температура и скорость реакции резко возрастают.

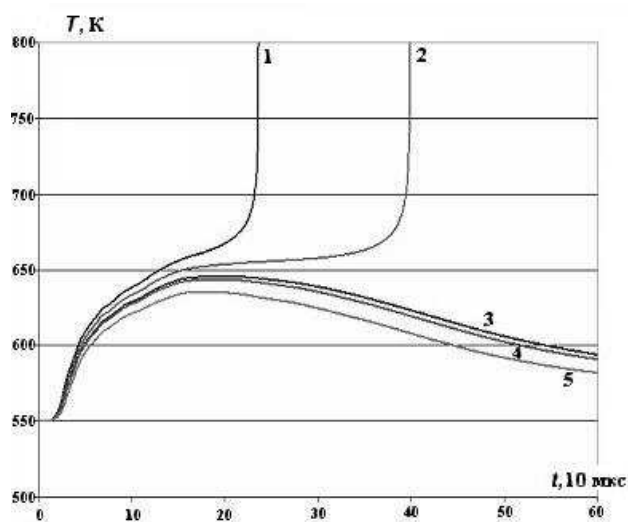


Рис. 14. Зависимости температуры (в слое плавления на удалении 2 см от оси) от времени для различных скоростей удара: 1 — $v = 80,7$ м/с; 2 — $v = 76,2$ м/с; 3 — $v = 72,2$ м/с; 4 — $v = 70,9$ м/с; 5 — $v = 65,5$ м/с

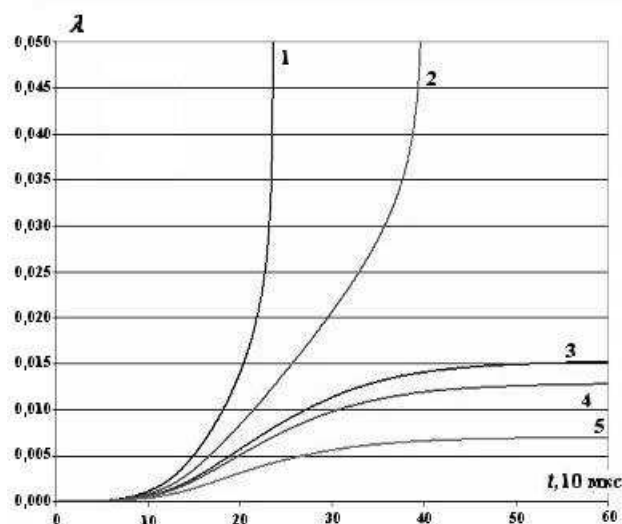


Рис. 15. Зависимости концентрации продуктов реакции (в слое плавления на удалении 2 см от оси) от времени для различных скоростей удара: 1 — $v = 80,7$ м/с; 2 — $v = 76,2$ м/с; 3 — $v = 72,2$ м/с; 4 — $v = 70,9$ м/с; 5 — $v = 65,5$ м/с

Заключение

В рамках методики Д были реализованы алгоритм учета сил трения на КГ, а также полуфеноменологическая модель инициирования взрывчатых превращений за счет трения. Проведены тестовые расчеты. Результаты численного исследования показали, что данная модель позволяет описывать процесс инициирования ВВ при низкоскоростном воздействии и может использоваться для описания результатов экспериментов по низкоскоростному воздействию на ВВ.

Список литературы

1. *Дмитриев Н. А., Дмитриева Л. В., Малиновская Е. В., Софронов И. Д.* Методика расчета нестационарных двумерных задач газовой динамики в лагранжевых координатах // Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики / Под ред. К. И. Бабенко. М.: Наука, 1979. С. 175—200.
2. *Armstrong-Helouvy B., Dupont P., Canudas de Wit C.* A survey of models, analysis tools and compensation methods for the control of machines with friction // *Automatica*. 1994. Vol. 30(7). P. 1083—1138.
3. *Боуден Ф., Иоффе А.* Быстрые реакции в твердых веществах. М.: Издательство иностранной литературы, 1962.
4. *Афанасьев Г. Т., Боболев В. К.* Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968.
5. *Menikoff R., Sewell T. D.* Constituent Properties of HMX Needed for Meso-Scale Simulations. LANL. Report LA-UR-00-3804-rev., 2001.
6. *Rabinowicz E.* The nature of the static and kinetic coefficients of friction // *J. Appl. Phys.* 1951. Vol. 22(11). P. 1373—1379.
7. *Idar D. J., Lucht R. A., Scammon V. R., Straight J., Skidmore C. B.* PBX 9501 High Explosive Violent Response / Low Amplitude Insult Project: Phase I. LANL. Report LA-13164-MS, 1997.

Статья поступила в редакцию 22.09.09.
