

УДК 533.6.011.72

© 1992 г.

Б. А. ХАСАИНОВ, Б. С. ЕРМОЛАЕВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ПРИ УДАРНОВОЛНОВОМ СЖАТИИ ЖИДКИХ ВВ, СОДЕРЖАЩИХ СТЕКЛЯННЫЕ МИКРОСФЕРЫ

На основе вязкопластической модели образования горячих точек проведен анализ возбуждения экзотермического превращения в ударно-сжатом жидком взрывчатом веществе (ВВ), содержащем стеклянные микросферы (МС). Если принять, что за фронтом ударной волны, как и при нормальных условиях, стекло обладает гораздо более высокой вязкостью, чем жидкое ВВ, то тепло, диссипируемое при схлопывании МС, локализуется у внутренней поверхности МС, а нагрев ВВ, примыкающего к МС, осуществляется за счет передачи тепла теплопроводностью через свод МС. Химическое превращение инициируется на границе контакта ВВ со стеклом в режиме зажигания. Задержка зажигания возрастает при уменьшении амплитуды ударной волны; при давлении ниже некоторого критического разогрев оказывается недостаточным для зажигания ВВ. Для данного ВВ задержка зажигания и давление инициирования реакции существенным образом зависят от толщины свода и диаметра МС, массовой доли МС, а также и от длительности инициирующего импульса, если она короче «номинальной» задержки зажигания, соответствующей длинной ударной волне той же амплитуды. Остальные параметры слабо влияют на сенсibiliзирующее действие микросфер, которое является результатом двух противоположных эффектов: с одной стороны, наличие МС обеспечивает образование горячих точек при сравнительно низких амплитудах ударной волны порядка 10 кбар, а с другой — максимальные разогревы достигаются на внутренней поверхности МС, т. е. свод стекла экранирует ВВ от наиболее нагретых зон, затрудняя тем самым возбуждение реакции. Расчет предсказывает разумные значения задержек зажигания и критических давлений инициирования химической реакции в широком диапазоне значений вязкости стекла.

ВВЕДЕНИЕ

Среди перспективных разработок в области промышленных взрывчатых веществ (ВВ) большой интерес вызывают водоэмульсионные ВВ, сенсibiliзируемые стеклянными микросферами (МС). В литературе опубликовано несколько работ, посвященных экспериментальному изучению скоростей и критических диаметров детонации ВВ, содержащих МС [1–4]. Данные об ударноволновой чувствительности таких ВВ нам не известны.

Известно, что ударно-волновая чувствительность ВВ значительно возрастает при наличии в нем полостей (пор, пузырьков), схлопывание которых приводит к образованию горячих точек, инициирующих химическое разложение ВВ.

В зависимости от числа Рейнольдса $Re = a_0(\rho P_{s0})^{1/2}/(4\mu)$, где a_0 — радиус полости, ρ и μ — плотность и вязкость ВВ, P_{s0} — амплитуда ударной волны, различают два режима схлопывания: гидродинамический (или инерционный) [5], реализующийся при $Re \gg 1$, и вязкий [6, 7], имеющий место при $Re < 1$. Для первого режима характерны асимметричное высокоскоростное деформирование с образованием кумулятивной струи. Разогрев ВВ в окрестности схлопнувшейся полости сопровождается

Типичные размеры эффективной ячейки, моделирующей ВВ, содержащее стеклянные микросферы. Водозмульсионное ВВ [1], плотность стекла $\rho_1 = 2300 \text{ кг/м}^3$, плотность матрицы $\rho_2 = 1400 \text{ кг/м}^3$

Характеристики ВВ			Размеры эффективной ячейки			
d_0 , мкм	M_1 , %	ρ_{exp} , кг/м ³	a_0 , мкм	g_0 , мкм	h_0 , мкм	b_0 , мкм
153	5,36	909	75,1	76,5	1,4	105
153	1,72	1210	75,0	76,5	1,6	144
108	3,0	1202	52,2	54,0	1,7	98
64	4,32	1204	30,6	32,0	1,4	57

ется режим локальным повышением давления. Размер образующейся горячей точки близок к a_0 , а время ее жизни ограничивается приходом волны разрежения.

Для вязкого режима характерны сравнительно медленное симметричное схлопывание с разогревом поверхностных слоев ВВ за счет работы вязких и пластических напряжений без локальных повышений давления. В этом случае время жизни горячей точки, образующейся при схлопывании полости, контролируется теплопроводностью и оказывается существенно больше, чем в гидродинамическом режиме.

В данной статье сделана попытка теоретически проанализировать сенсibiliзирующее действие МС при сжатии жидких ВВ ударными волнами на основе вязкопластической модели. Основанием для этого является то обстоятельство, что при стандартных условиях стекло обладает очень высокой вязкостью (на много порядков превосходящей вязкость типичных жидких ВВ), которая, однако, достаточно быстро снижается с ростом температуры. Если принять, что и за фронтом ударной волны вязкость стекла (по крайней мере средняя) столь высока, что выполняется условие $Re < 1$, то МС, содержащиеся в жидком ВВ, будут схлопываться в вязком режиме.

Для описания этого процесса воспользуемся подходом, предложенным в [8]. В качестве модели ВВ, содержащего микросферы, рассмотрим элементарную эффективную ячейку, состоящую из трех сферических областей: внутренней полости, начальный радиус которой обозначим a_0 , сферического слоя стекла внешним радиусом g_0 и толщиной свода h_0 и сферического слоя ВВ внешним радиусом b_0 . Размеры a_0 , g_0 , b_0 и h_0 можно вычислить, зная свойства ВВ и МС, по следующим формулам:

$$g_0 = d_0/2; \quad h_0 = g_0 \{1 - \{1 - M_1 \rho_2 / [\rho_1 (\rho_2 / \rho_{exp} + M_1 - 1)]\}^{1/2}\},$$

$$a_0 = g_0 - h_0; \quad b_0 = g_0 / [1 - (1 - M_1) \rho_{exp} / \rho_2]^{1/2}.$$

Здесь d_0 — средний (наружный) диаметр МС, M_1 — массовая доля МС в составе ВВ, ρ_{exp} — плотность ВВ, содержащего МС, ρ_1 и ρ_2 — плотности соответственно стекла и ВВ. Некоторые примеры характеристик водозмульсионных ВВ, содержащих МС [1], и эквивалентных им эффективных сферических ячеек приведены в табл. 1. Отметим, что толщина свода МС примерно равна 1,5 мкм, а в работе [2] использовались МС с толщиной свода около 1 мкм.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

При моделировании нагружения ВВ ударной волной прямоугольной формы с амплитудой P_{s0} и длительностью τ_s рассмотрим поведение определенной выше элементарной сферической ячейки. В силу высокой

вязкости стекла ($Re < 1$) схлопывание МС будем считать сферически симметричным. Пренебрежем также релаксацией давления и массовой скорости во фронте ударной волны, вызванной разностью жесткостей ВВ и материала МС. Другими словами, предположим, что выравнивание давления и массовой скорости во фронте волны на расстояниях, сравнимых с размерами эффективной ячейки, происходит за времена, гораздо меньшие, чем характерное время схлопывания МС.

Было использовано еще несколько допущений упрощающего характера. В частности, предполагалось, что материал стекла является вязкопластическим, а материал ВВ — вязким, и что сжимаемостью стекла и ВВ можно пренебречь. Кроме того, мы пренебрегли эффектами, связанными с наличием газа в полости МС, что приемлемо в силу их относительно малого размера и позволяет несколько упростить граничные условия. В этих допущениях система уравнений, описывающая поведение эффективной сферической ячейки, включает уравнение неразрывности, а также уравнения сохранения количества движения и энергии, которые записываются отдельно для стекла и ВВ (соответственно $i=1$ и 2):

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = 0, \quad (1)$$

$$\rho_i \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2}{r} (\sigma_r - \sigma_\theta), \quad (2)$$

$$\rho_i c_i \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \lambda_i \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - 2Y_i \frac{v}{r} + 12\mu_i \frac{v^2}{r^2} + W_i. \quad (3)$$

Связь напряжений с давлением имеет следующий вид:

$$\sigma_r - \sigma_\theta = Y_i + 2\mu_i \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right),$$

$$\sigma_r + 2\sigma_\theta = -3P.$$

Граничные условия:

$$\sigma_{r1} = 0, \quad \partial T_1 / \partial r = 0 \quad \text{при } r = a;$$

$$\sigma_{r1} = \sigma_{r2}, \quad \lambda_1 (\partial T / \partial r)_1 = \\ = \lambda_2 (\partial T / \partial r)_2, \quad T_1 = T_2 \quad \text{при } r = g;$$

$$\partial T_2 / \partial r = 0 \quad \text{при } r = b$$

Начальные условия при $t=0$:

$$a = g_0 - h_0, \quad g = d_0 / 2, \quad b = b_0, \quad v = 0,$$

$$T_i = T_{0i}.$$

Здесь r — радиальная переменная, t — время, v — радиальная скорость, σ_r и σ_θ — радиальное и тангенциальное напряжения, Y — предел текучести ($Y_2 = 0$), ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, T — температура, W — скорость тепловыделения химической реакции ($W_1 = 0$, $W_2 = \rho_2 Q Z \exp(-E/RT_2)$, где Q , Z и E — тепловой эффект, предэкспонент и эффективная энергия активации реакции разложения ВВ. Расчетная область $a \leq r \leq b$ разделена на две зоны: $a \leq r < g$ — стекло и $g \leq r < b$ — ВВ (давление в полости $0 \leq r \leq a$ считается равным нулю).

Система (1)–(3) замыкается уравнением, связывающим давление ударной волны с давлением в ячейке. Использовались два варианта замыкающего уравнения: общий и упрощенный. В обоих случаях интегри-

рование уравнений (1) и (2) по радиусу от $r=a(t)$ до r с учетом граничных условий на внутренней поверхности МС позволяет определить распределение давления $P(r, t)$ в ячейке в виде зависимости от текущих скоростей и ускорений контактных поверхностей ячейки. В упрощенном варианте полученное таким образом давление на внешней поверхности ячейки $P(r=b(t), t)$ непосредственно приравнялось среднему давлению в конденсированной фазе ячейки, а именно

$$P(r=b(t), t) = P_s / [1 - (a/b)^3], \quad (4)$$

которое отличается от давления ударной волны P_s за счет объемной доли полости. В общем варианте использовался более корректный подход, основанный на осреднении давления $P(r, t)$ в ячейке; тогда замыкающее уравнение принимает вид

$$\frac{3}{(b^3 - a^3)} \int_a^b Pr^2 dr = P_s / [1 - (a/b)^3]. \quad (5)$$

При малых концентрациях МС расчеты по этим двум вариантам различаются несущественно, так как основное уменьшение давления локализуется в тонком слое у границы полости и не вносит заметного изменения в величину давления, осредненного по объему ячейки. При использовании замыкающих уравнений (4) или (5) исходная система уравнений расщепляется на динамическую и тепловую составляющие, если коэффициенты, описывающие теплофизические свойства стекла и ВВ, являющиеся постоянными. Однако использование условия (4) облегчает получение решения в случае, когда коэффициент вязкости и предел текучести стекла зависят от температуры.

Наконец, считалось, что инициирующий импульс имеет прямоугольную форму с постоянным давлением $P_s = P_{s0}$ в течение времени τ_s , а затем давление падает по закону $P_s = P_{s0} \exp[-(t - \tau_s)/\tau_s]$.

Кратко процедура решения сводится к следующему. Уравнения приводили к безразмерному виду с помощью масштабных множителей, характерных для вязкопластического схлопывания поры [6]: в качестве масштабов давления и предела текучести использовали P_{s0} , длины $-a_0$, времени $-t_\mu = 4\mu_1/P_{s0}$, скорости схлопывания $-v_\mu = a_0/t_\mu$ и температурного разогрева $-T_\mu = 3P_{s0}/(\rho_1 c_1)$. Замыкающее условие (4) либо (5) совместно с уравнениями (1) и (2) позволяет получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих изменение во времени ($\tau = t/t_\mu$) безразмерных радиусов полости, МС и ячейки (соответственно $A = a/a_0$, $G = g/a_0$ и $B = b/a_0$). В упрощенном варианте, которому соответствует условие (4), эти уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} & A \left[1 - F_1(1 - \delta_2) \frac{A}{G} - \frac{3}{2} F_2 \right] \frac{d^2 A}{d\tau^2} = \\ & = - \frac{1}{\text{Re}^2} \left\{ \frac{\pi_s - \Sigma}{1 - F_0} + \left[1 - F_1(1 - N_2) \frac{A_3}{G^3} \right] \frac{1}{A} \frac{dA}{d\tau} \right\} + \\ & + \frac{3}{2} \left(\frac{dA}{d\tau} \right)^2 \left[-1 + 2F_2 - F_3 + \frac{2}{3} F_1(1 - \delta_2) \left(2 - \frac{A^2}{2G^3} \right) \frac{A}{G} \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$G^2 dG/d\tau = B^2 dB/d\tau = A^2 dA/d\tau, \quad (7)$$

$$\tau = 0: A = 1, G = g_0/a_0, B = b_0/a_0, dA/d\tau = 0.$$

Здесь

$$\text{Re} = a_0(\rho_1 \rho_{s0})^{1/2} / (4\mu_1), \quad \delta_2 = \rho_2/\rho_1, \quad N_2 = \mu_2/\mu_1,$$

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= Y_1/P_{s0}, \quad \pi_s = P_s/P_{s0}, \quad \Sigma = 2\sigma_1 \ln(G/A), \\ F_0 &= (A/B)^3, \quad F_1 = [1 - (G/B)^3]/(1 - F_0), \\ F_2 &= (A/B) [(G^2 - A^2)/B^2 + \delta_2(B^2 - G^2)/B^2]/(1 - F_0), \\ F_3 &= F_0(A/B) [B/A - B/G + \delta_2(B/G - 1)]/(1 - F_0).\end{aligned}$$

Уравнения для общего варианта с использованием осредненного давления (5) имеют более громоздкий вид и здесь не приводятся.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (6), (7) численно интегрировалась по методу Гира [9] (так как система является жесткой ввиду малости числа Рейнольдса) совместно с уравнением в частных производных (3), для разностной аппроксимации которого использовалась неявная конечно-разностная схема. Поскольку в естественных переменных границы расчетной области изменяются во времени, для облегчения численного интегрирования независимая радиальная переменная r заменялась на безразмерную переменную x , аналогичную переменной Лагранжа, но трансформированную таким образом, чтобы улучшить пространственное разрешение в тонком слое стекла. В новых переменных граница полости $r=a$ соответствует фиксированной точке $x=1$, внешняя поверхность МС ($r=g$) — точке $x=2$, а внешняя поверхность ячейки ($r=b$) — точке $x=3$.

При решении задач, в которых активную роль играют вязкопластические разогревы, большое значение придается эффектам, связанным с зависимостью коэффициента вязкости и предела текучести от температуры. Для учета этих эффектов в варианте с упрощенным замыкающим уравнением (4) были использованы следующие зависимости:

$$\begin{aligned}\mu_i &= \begin{cases} \mu_{0i}; & T < T_{mi} \\ \mu_{0i} \exp\{T_{\mu i}(1/T - 1/T_{mi})\}; & T \geq T_{mi}, \end{cases} \\ Y_i &= \begin{cases} Y_{0i} [(T_{mi} - T)/(T_{mi} - T_0)]^{n_i}; & T \leq T_{mi} \\ 0; & T > T_{mi} \end{cases}\end{aligned}\quad (8)$$

где μ_{0i} , $T_{\mu i}$, T_{mi} , Y_{0i} и n_i — константы (для ВВ $T_{\mu 2}=0$ и $Y_{02}=0$), T_0 — стандартная температура. При наличии зависимостей (8) уравнения (1), (2) и (3) не расщепляются и после интегрирования по радиусу в уравнении (6) появляются интегральные члены вида

$$\frac{d \ln(A)}{\mu_{01} d\tau} \int_a^b \frac{a^3}{r^3} \frac{d\mu_1}{dr} dr$$

и

$$\frac{1}{Y_{01}} \int_a^b \ln(r) \frac{dY_1}{dr} dr.$$

Это приводит к необходимости на каждом временном слое проводить дополнительные итерации.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты выполнены для модельного ВВ — нитрометана, загущенного небольшим количеством ПММА [2]. В качестве базового использовался набор входных параметров, приведенный в табл. 2. Серьезная трудность возникла в связи с выбором численного значения для коэффици-

Основные свойства материалов, использованные в расчетах (базовый вариант)

Характеристика	Стекло (фаза 1)	Загущенный нитрометан (фаза 2)
Плотность ρ , кг/м ³	2500	1130
Теплоемкость c , Дж/(кг·К)	1200	1257
Теплопроводность λ , Вт/(м·К)	0,25	0,247
Вязкость μ , Па·с	$1,26 \cdot 10^4$	2
Предел текучести Y , кбар	5	0
Предэкспонент Z , с ⁻¹	—	$4 \cdot 10^{14}$
Тепловой эффект Q , Дж/кг	—	$5,69 \cdot 10^6$
Энергия активации E , кал/моль	—	53 600

ента вязкости стекла. Из-за отсутствия надежных методов оценки сдвиговой вязкости твердых тел при импульсных деформациях неопределенность в этом коэффициенте может достигать нескольких порядков. Кроме того, можно ожидать сильного изменения вязкости стекла в процессе его нагрева. В результате базовое значение коэффициента вязкости стекла было выбрано в значительной степени произвольно. Чтобы как-то компенсировать это, было проведено параметрическое исследование влияния вязкости стекла в широком диапазоне, причем коэффициент вязкости использовался как в виде константы, так и в виде экспоненциальной функции температуры. Вязкость ВВ считалась постоянной, так как она существенно ниже вязкости стекла. Кинетические параметры, ответственные за выделение тепла в результате химического разложения нитрометана, взяты из [5].

Представленные ниже результаты, если не оговорено иначе, получены для случая бесконечно большой длительности волны τ_s .

2.1. Влияние параметров микросфер на зажигание ВВ

Рассмотрим типичный пример решения для варианта с постоянными коэффициентами вязкости и пределом текучести стекла (табл. 2) и базовыми параметрами МС (при $d_0=20$ и $h_0=1$ мкм массовая доля МС в ВВ $M_1=0,83\%$) при давлении $P_{s0}=30$ кбар. На рис. 1 приведены результаты расчетов, иллюстрирующие изменение во времени распределения температуры в ячейке, а в табл. 3 показаны соответствующие изменения радиусов ячейки, скорости схлопывания и температур в двух характерных точках ячейки — в стекле на границе полости ($r=a$) и в ВВ на границе контакта со стеклом ($r=g$). Видно, что схлопывание МС протекает со сравнительно небольшой скоростью, монотонно уменьшающейся со временем (максимальное значение скорости схлопывания достигается почти сразу после начала процесса за время порядка $t_{\mu} Re^2$). Диссипативный разогрев локализуется во внутренних слоях ячейки, главным образом в стекле. В каждый момент времени температура максимальна на внутренней поверхности МС и уменьшается по направлению к внешней границе ячейки, что обусловлено в основном зависимостью интенсивности вязких и пластических диссипаций от радиуса. Температура ВВ растет гораздо медленнее, что связано с существенно меньшей вязкостью ВВ. Нагревается лишь сравнительно тонкий слой ВВ, примыкающий к поверхности МС. При использованных здесь значениях входных параметров повышение температуры на внешней границе ячейки для рассматриваемых времен пренебрежимо мало.

Наибольший интерес представляет изменение температуры в ВВ в точке $r=g$ на границе с МС. Соответствующие данные для $P_{s0}=30$ кбар

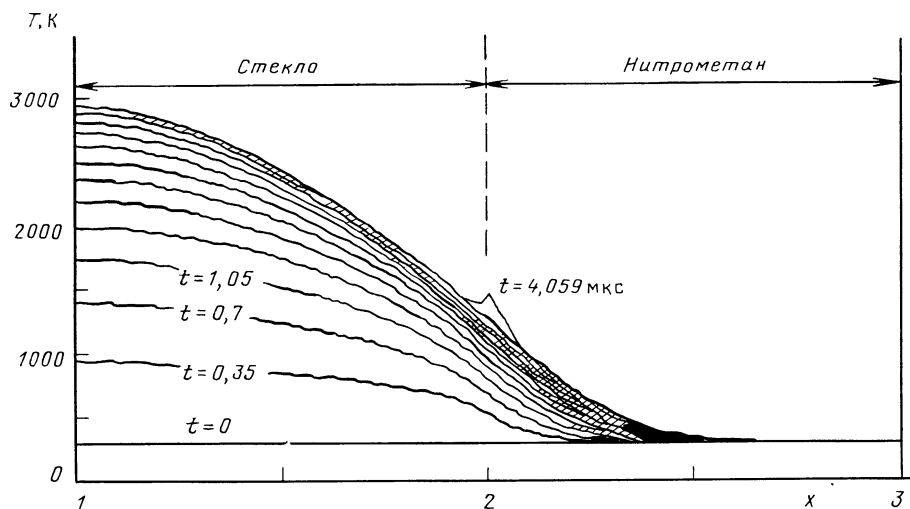


Рис. 1. Распределение температур в эффективной ячейке в базовом варианте. Шаг по времени 0,35 мкс, последний профиль соответствует моменту времени 4,059 мкс

представлены в последнем столбце табл. 3 и на рис. 2 (кривая 1). Вначале нагрев ВВ происходит главным образом за счет тепла, переносимого теплопроводностью от МС¹⁾. Затем, при достижении температуры около 1180 К становится существенным вклад химической реакции и темп повышения температуры возрастает, стремясь к бесконечности. Такая картина типична для зажигания ВВ горячим телом [10], поэтому указанный момент времени целесообразно принять за момент зажигания, а интервал времени от начала процесса до момента зажигания,

Таблица 3

Пример решения. Базовый вариант: $d_0 = 20$ мкм, $h_0 = 1$ мкм, $M_1 = 0,83\%$,
 $P_{с0} = 30$ кбар, $t_{\mu} = 16,8$ мкс, $Re = 4,89 \cdot 10^{-4}$

Время t , мкс	Радиусы ячейки, мкм			Скорость схлопывания da/dt , м/с	Температура, К	
	a	g	b		$r=a$ ($x=1$)	$r=g$ ($x=2$)
0,000	9,000	10,000	41,774	0,000	300,0	300,0
0,350	8,403	9,526	41,748	-1,528	943,0	509,9
0,700	7,916	9,154	41,730	-1,269	1393,0	672,2
1,050	7,507	8,854	41,716	-1,081	1728,8	795,6
1,400	7,154	8,605	41,705	-0,939	1988,8	891,9
1,750	6,846	8,396	41,696	-0,829	2195,9	968,6
2,100	6,571	8,217	41,689	-0,741	2364,5	1031,1
2,450	6,325	8,062	41,683	-0,669	2504,2	1083,1
2,800	6,102	7,927	41,678	-0,609	2621,6	1128,1
3,150	5,897	7,808	41,674	-0,559	2721,6	1169,5
3,500	5,709	7,703	41,670	-0,516	2807,7	1212,2
3,850	5,536	7,609	41,667	-0,479	2882,4	1272,2
4,059	5,438	7,558	41,665	-0,459	2922,4	1472,9

¹⁾ Чтобы убедиться в этом, рассматриваемый вариант был сопоставлен с контрольным вариантом, в котором коэффициенты теплопроводности ВВ и стекла были положены равными нулю и сколько-нибудь значительный разогрев ВВ в процессе схлопывания отсутствовал.

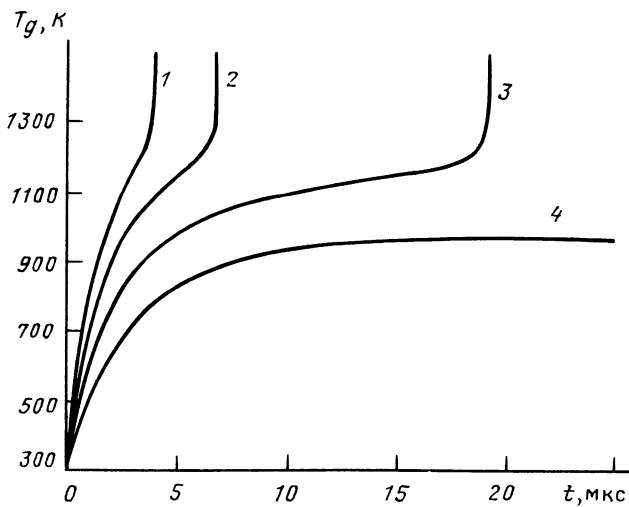


Рис. 2. Изменение температуры на контактной границе нитрометан – МС при различных давлениях P_{s0} (кбар): 1 – 30, 2 – 26, 3 – 22 и 4 – 18

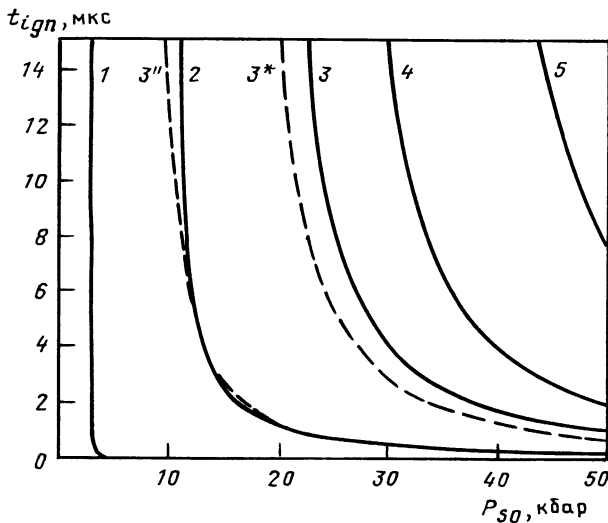


Рис. 3. Зависимость задержки зажигания от амплитуды давления при различных толщинах свода микросфер (мкм): $h_0=0$ (кривая 1); 0,5 (2); 1 (3); 1,2 (4) и 1,5 (5). Кривая 3* рассчитана в базовом варианте ($h_0=1$), но с учетом ударноволнового разогрева $T_{0i}(P_{s0})$. Кривая 3'' соответствует $d_0=40$ мкм и $h_0=1$ мкм

ния – за задержку зажигания (t_{ign}). В данном примере $t_{ign}=4,06$ мкс. К моменту зажигания радиус полости уменьшился на 40%, а скорость схлопывания составила 0,46 м/с.

Если уменьшить приложенное давление P_{s0} с 30 до 26 и 22 кбар (кривые 2 и 3 на рис. 2), то нагрев ВВ замедляется, соответственно увеличивается задержка зажигания t_{ign} . Наконец, если уменьшить P_{s0} до 18 кбар (кривая 4), то разогрев окажется недостаточным для зажигания ВВ и температура, достигнув максимума в момент времени около 22 мкс, затем начинает падать.

Рассмотрим влияние определяющих параметров системы на задержку зажигания. Рисунок 3 иллюстрирует зависимость t_{ign} от амплитуды инициирующей волны при разных значениях начальной толщины h_0 свода МС. Видно, что задержка зажигания тем больше, чем меньше давление и что t_{ign} резко возрастает по мере приближения давления к некоторой пороговой величине (обозначим ее P_{cr}), ниже которой зажигание не происходит. Величина P_{cr} , характеризующая ударно-волновую чувствительность ВВ, быстро растет с ростом толщины свода МС (кривые 1–5 соответствуют увеличению ²⁾ h_0 от 0 до 1,5 мкм, при этом естественно изменяется и M_1). Так, при увеличении h_0 всего в 1,5 раза — от 1 до 1,5 мкм — P_{cr} возрастает в 1,8 раза (кривая 3, соответствующая базовому варианту, и кривая 5). При $h_0=2$ мкм зажигания ВВ в рассматриваемом диапазоне давлений не происходит.

Такой же сильный эффект, но в обратном направлении, оказывает увеличение диаметра МС d_0 от 20 до 40 мкм (кривые 3 и 3'') при одинаковой толщине свода 1 мкм. Если влияние давления объясняется в основном изменением количества тепла, выделяющегося в результате диссипативных процессов, а именно $\Delta E \approx (4\pi/3)(d_0/2 - h_0)^3 P_s$, то влияние толщины свода МС в значительной степени связано с эффективностью переноса тепла теплопроводностью от нагретой внутренней поверхности МС к ВВ, поэтому чем больше h_0 , тем относительно медленнее растет температура T_g внешней поверхности МС и тем больше t_{ign} .

Так как изменение толщины свода и диаметра МС действуют в противоположных направлениях, то было интересно сопоставить базовый вариант ($d_0=20$ мкм, $h_0=1$ мкм) с расчетным вариантом, в котором диаметр и толщина свода МС были одновременно увеличены в 2 раза ($d_0=40$ и $h_0=2$ мкм). Результаты расчетов приведены в табл. 4. Как можно видеть, сравнивая эти данные с табл. 3, указанные изменения размеров МС привели к тому, что скорость роста температуры на

Таблица 4

Решение для удвоенных толщины и диаметра микросферы: $d_0=40$ мкм, $h_0=2$ мкм, $M_1=0,83\%$, $P_{s0}=30$ кбар, $t_{\mu}=16,8$ мкс, $Re=9,78 \cdot 10^{-4}$

Время t , мкс	Радиусы ячейки, мкм			Скорость схлопывания da/dt , м/с	Температура, К	
	a	g	b		$r=a$ ($x=1$)	$r=g$ ($x=2$)
0,000	18,000	20,000	83,549	0,000	300,0	300,0
0,350	16,807	19,052	83,497	-3,057	969,8	484,3
0,700	15,833	18,308	83,460	-2,538	1458,1	632,0
1,050	15,014	17,707	83,432	-2,162	1834,4	742,6
1,400	14,309	17,210	83,410	-1,879	2135,3	827,4
1,750	13,691	16,791	83,392	-1,658	2382,7	894,1
2,100	13,143	16,434	83,378	-1,482	2590,7	947,5
2,450	12,650	16,124	83,366	-1,338	2768,7	991,2
2,800	12,203	15,854	83,356	-1,219	2923,1	1027,6
3,150	11,795	15,617	83,348	-1,118	3058,9	1058,5
3,500	11,419	15,407	83,341	-1,032	3179,5	1085,6
3,850	11,071	15,219	83,334	-0,958	3287,5	1110,1
4,200	10,747	15,051	83,329	-0,893	3385,0	1133,1
4,550	10,445	14,899	83,324	-0,836	3473,7	1156,2
4,900	10,161	14,762	83,320	-0,786	3554,7	1181,8
5,250	9,894	14,638	83,316	-0,741	3629,1	1216,2
5,600	9,642	14,525	83,312	-0,700	3697,8	1247,4
5,633	9,619	14,515	83,312	-0,697	3704,0	1243,7

²⁾ Вообще говоря, при $h_0=0$ не выполняется условие применимости вязкопластической модели $Re < 1$.

поверхности полости увеличилась, а на внешней поверхности МС — снизилась. Первый эффект связан с ростом скорости схлопывания и со снижением скорости охлаждения горячей точки теплопроводностью, а второй — с увеличением расстояния от внутренней поверхности МС до поверхности ВВ. Как следствие, t_{ign} увеличилась до 5,63 мкс по сравнению с 4,06 мкс в базовом варианте. Другими словами, хотя изменение толщины свода оказывает несколько больший эффект, чем изменение диаметра МС, можно утверждать, что сенсibiliзирующее действие МС в основном контролируется относительной толщиной их свода h_0/d_0 и резко ослабевает, когда этот параметр увеличивается. Это подтверждает важную роль, которую играет передача тепла теплопроводностью от стекла к слоям ВВ, примыкающим к МС.

Как видно из данных рис. 3, расчет предсказывает резкое снижение сенсibiliзирующего эффекта МС, когда отношение h_0/d_0 становится выше примерно 0,05—0,1, что в 3—10 раз больше экспериментальных значений h_0/d_0 (табл. 1).

Представленные выше результаты были получены при постоянной начальной температуре стекла и ВВ ($T_{0i}=300$ К), т. е. без учета объемного разогрева вещества в ударной волне. Чтобы учесть этот эффект, достаточно изменить начальные температуры стекла и ВВ в соответствии с их ударными адиабатами в предположении равенства давлений в стекле и ВВ. Расчет температуры ударно-сжатого нитрометана проводили по формуле Уолша [11]. Для стекла из-за отсутствия данных использовали ударную адиабату кварца, расчет температур проводили по методу, предложенному Щетининым [12]. Расчетный ударно-волновой разогрев стекла оказался существенно ниже, чем в нитрометане. Результаты вычислений представлены на рис. 3 штриховой кривой 3'. Видно, что учет объемного разогрева несколько снижает t_{ign} и P_{cr} , однако в целом эффект сравнительно невелик.

2.2. Влияние вязкости и других параметров

Влияние коэффициента вязкости стекла иллюстрирует рисунок 4, где базовому варианту соответствует кривая 4. Так как при уменьшении средней вязкости стекла одновременно со скоростью схлопывания возрастает и скорость вязкопластического разогрева, можно было бы ожидать уменьшения t_{ign} . Однако это предположение оправдалось неполностью: при вязкостях, меньших базовой, в области давлений, приближающихся к P_{cr} , при уменьшении вязкости стекла t_{ign} не уменьшается, а возрастает. Несколько увеличивается и P_{cr} , хотя диапазон изменения P_{cr} невелик по сравнению с интервалом изменения вязкости. Для объяснения этого достаточно неожиданного результата рассмотрим рис. 5, на котором приведены кривые изменения во времени температур T_a и T_g для вариантов с различной вязкостью при $P_{s0}=30$ кбар. Видно, что рост скорости нагрева стекла, вызванный уменьшением коэффициента вязкости, способствует уменьшению задержки зажигания лишь до определенного предела (кривые 3 и 4) из-за возрастающей концентрации выделяемого тепла на внутренней поверхности МС. При дальнейшем уменьшении вязкости (кривые 2 и 1) схлопывание полости и соответственно достижение максимального значения температуры T_a происходит задолго до момента зажигания. В результате задержка зажигания определяется уже не столько скоростью превращения кинетической энергии схлопывания в тепло, сколько скоростью переноса тепла теплопроводностью от внутренних сильно нагретых слоев МС к внешним, гораздо более холодным слоям, и уменьшение вязкости из-за указанного выше эффекта перераспределения тепла затягивает зажигание.

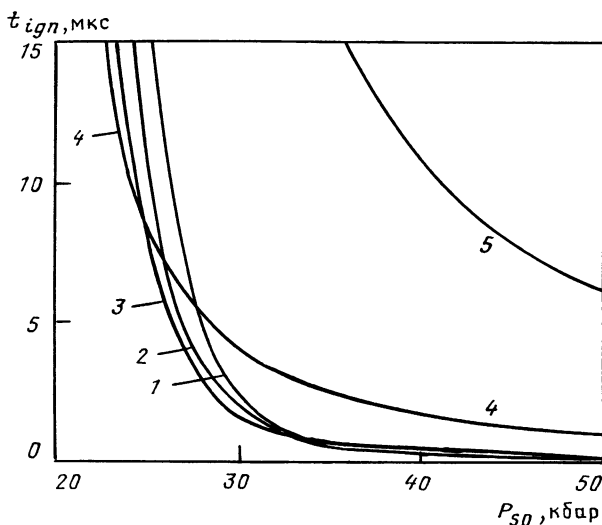


Рис. 4. Зависимость задержки зажигания от амплитуды ударной волны при вязкости стекла $\mu_1 = 1,26 \cdot 10^n$ Па·с, где n совпадает с номером кривой

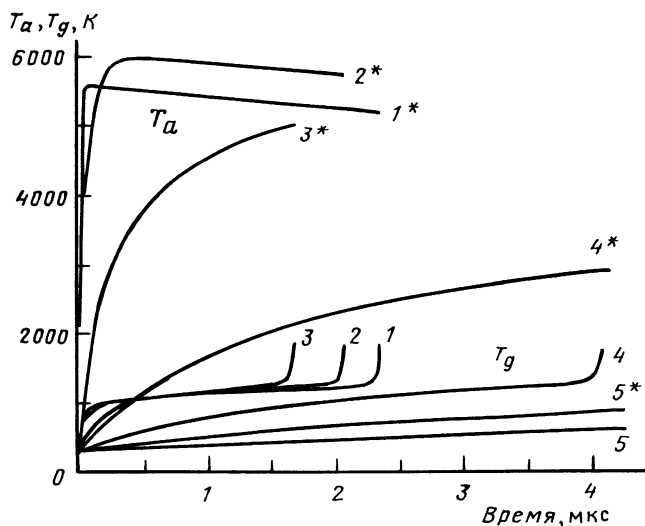


Рис. 5. Зависимости от времени температур поверхности плоскости (помечены звездочкой) и микросферы при вязкости стекла $\mu_1 = 1,26 \cdot 10^n$ Па·с, где n совпадает с номером кривой

При увеличении вязкости стекла по сравнению с базовой величиной (кривые 4 и 5 на рис. 4) характерное время схлопывания $t_{\mu} = 4\mu_1/P_{50}$ возрастает и становится того же порядка, что и характерное время охлаждения МС $t_{\lambda} = \rho_1 c_1 (h_0)^2 / \lambda_1$ (здесь считаем, что $h_0 \ll d_0/2$), поэтому при максимальной из рассмотренных вязкостей (кривые 5) так медленно растут температуры T_a и T_g и так мало их отличие друг от друга. При дальнейшем увеличении вязкости стекла зажигание ВВ при рассматриваемых давлениях не происходит, т. е. использованное значение сред-

Решение с учетом зависимости вязкости стекла от температуры: $d_0=20$ мкм, $h_0=1$ мкм, $M_1=0,83\%$, $P_{s0}=30$ кбар, $t_\mu=16,8$ мкс, $Re=4,89 \cdot 10^{-4}$

Время t , мкс	Радиусы ячейки, мкм			Скорость схлопывания da/dt , м/с	Температура, К	
	a	g	b		$r=a$ ($x=1$)	$r=g$ ($x=2$)
0,000	9,000	10,000	41,774	0,000	300,0	300,0
0,070	8,719	9,775	41,761	-7,451	586,8	398,1
0,140	7,908	9,148	41,729	-14,566	1337,5	672,8
0,210	6,914	8,441	41,697	-13,299	2159,8	928,2
0,280	6,086	7,918	41,677	-10,564	2771,9	1079,0
0,350	5,429	7,554	41,664	-8,451	3219,5	1165,8
0,420	4,897	7,296	41,656	-6,940	3562,9	1221,8
0,490	4,454	7,109	41,650	-5,839	3838,3	1265,8
0,560	4,078	6,971	41,646	-5,008	4067,2	1313,8
0,630	3,753	6,867	41,644	-4,359	4262,2	1511,5
0,632	3,745	6,865	41,643	-4,344	4267,1	1575,0

ней вязкости стекла $\mu_1=1,2 \cdot 10^4$ Па·с примерно в 10 раз ниже максимальной пороговой вязкости, при которой МС рассматриваемого размера еще сенсibiliзирует ВВ. Тем не менее рисунок 4 показывает, что вязкопластический механизм может обеспечить сенсibiliзирующий эффект МС в широком диапазоне вязкостей стекла от ≈ 10 до 10^5 Па·с, где нижнее значение определяется условием $Re < 1$, а верхнее — условием $t_\mu \approx t_\lambda$.

Верхний предел применимости модели по вязкости стекла может быть, однако, существенно расширен, если принять во внимание зависимость вязкости стекла от температуры в соответствии с уравнением (8). В табл. 5 приведены результаты расчетов для варианта, в котором $T_{m1}=1000$ К, $T_{m2}=300$ К, $n_1=0,2$ (для ВВ $\mu_2=\text{const}$ и $Y_2=0$). Эта зависимость с учетом ожидаемых температурных разогревов может дать примерно 20-кратное уменьшение вязкости стекла в наиболее нагретых частях МС. Сравнение с базовым вариантом (табл. 3) позволяет сделать вывод, что учет температурной зависимости коэффициента вязкости стекла приводит к росту скорости схлопывания полости и более быстрому нагреву стекла до более высоких температур, что в целом усиливает сенсibiliзирующее действие МС. Влияние предела текучести стекла по сравнению с влиянием вязкости при относительно высоких давлениях мало.

Кроме того, в расчетах варьировались еще некоторые параметры. Так, с увеличением массовой доли микросфер M_1 при неизменных d_0 и h_0 растет объемная доля ϕ_0 пустот (полости) в ВВ, содержащем микросферы, тогда в соответствии с условием (4) или (5) P_{cr} снижается пропорционально $(1-\phi_0)$, где $\phi_0=(a_0/b_0)^3$. Вязкость ВВ практически не сказывается на t_{ign} и P_{cr} .

Наконец, было исследовано также влияние длительности инициирующего импульса τ_s . Оказалось, естественно, что задержка зажигания не зависит от длительности волны, пока τ_s больше определенной выше номинальной задержки зажигания t_{ign}^{nom} , соответствующей ударной волне той же самой амплитуды P_{s0} , но большой длительности. Как только τ_s становится меньше t_{ign}^{nom} , задержка зажигания начинает расти. Сенсibiliзирующий эффект микросфер пропадает вовсе для τ_s , в 3–4 раза меньших представленных выше t_{ign}^{nom} .

ВЫВОДЫ

Итак, в рамках вязкопластической модели образования горячих точек при схлопывании полости проведен анализ возбуждения химической реакции в ударно-сжатом жидком ВВ, содержащем стеклянные микросферы (МС). Из-за большой разницы в коэффициентах сдвиговой вязкости стекла и ВВ тепло, генерируемое в процессе схлопывания МС, выделяется в стекле, тогда как температура ВВ повышается за счет переноса тепла теплопроводностью от нагретой внутренней части МС. Химическая реакция инициируется на границе контакта ВВ с МС в режиме зажигания, причем существует критическая величина давления P_{cr} , ниже которой разогрев оказывается недостаточным для поджигания ВВ. Для данного ВВ сенсibiliзирующее действие МС определяется отношением толщины свода МС к ее диаметру, массовой долей МС, а также длительностью инициирующего импульса, если она короче номинальной задержки зажигания, соответствующей длинному импульсу той же амплитуды. Роль остальных параметров гораздо скромнее. Модель предсказывает разумные значения P_{cr} и t_{ign} в широком диапазоне значений вязкостей стекла.

Конечно, в силу ряда упрощающих допущений, которые были сознательно использованы в анализе, чтобы облегчить изучение механизма сенсibiliзации ВВ микросферами и дать более наглядное объяснение закономерностям процесса, результаты анализа носят пока в основном качественный характер, поэтому на следующем этапе желательно провести экспериментальные исследования, направленные на проверку основных положений модели и зависимостей, предсказанных теорией, а также на уточнение вязкостных характеристик материала МС применительно к импульсным деформациям. После этого предполагается использовать теоретическую модель для анализа критических условий распространения детонации в ВВ, содержащих микросферы.

Авторы благодарят доктора А.-Н. Преля (Лаборатория энергетики и детонации при университете г. Пуатье, Франция) и доктора П. А. Тэйлора (Национальная лаборатория Сандия, США) за интерес к работе и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee J., Persson P.-A. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 1990. V. 15. P. 208.
2. Presles H. N., Campos J., Heuze O., Bauer P. // Prep. IX Symposium (International) on Detonation. Portland, Oregon, 1989. Paper № 18. P. 362.
3. Hattory K., Fukatsu J., Sakai H. J. // Ind. Explos. Soc. Jap. 1982. V. 43. P. 295.
4. Yoshida M., Iida M., Tanaka K. et al. // Eighth Symposium (International) on Detonation. NSWC. Albuquerque. NM, 1985. P. 993.
5. Mader C. L. Numerical Modelling of Detonation. Univ. of California Press. Berkeley, 1979.
6. Khasainov B. A., Borisov A. A., Ermolaev B. S., Korotkov A. I. // Seventh Symposium (International) on Detonation. Annapolis. MD. NSWC MP 82-334, 1981. P. 435.
7. Хасаинов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев В. С. // Хим. физика. 1988. Т. 7. № 7 С. 989.
8. Carrol M., Holt A. C. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 1626.
9. Gear C. W. // Commun. ASM 14. 1971. P. 186.
10. Вилунов В. Н. // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2. № 1. С. 77.
11. Walsh J. M., Christian R. H. // Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 1544.
12. Щетинин В. Г. // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27. № 4. С. 39.

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова
Российской Академии наук
Москва

Поступила в редакцию
18.06.1992