

Б. А. ХАСАИНОВ, А. А. БОРИСОВ, Б. С. ЕРМОЛАЕВ,  
А. И. КОРОТКОВ

## ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ «ГОРЯЧИХ ТОЧЕК» В ТВЕРДЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ

*Москва*

В проблеме ударно-волновой чувствительности твердых ВВ центральное место занимает механизм образования «горячих точек», т. е. очагов реакции, возникающих за фронтом инициирующей ударной волны (ИУВ). Среди механизмов, обсуждаемых в литературе, достаточно полно разработан лишь гидродинамический механизм образования горячих точек за счет взаимодействия ИУВ с неоднородностями, содержащимися в ВВ [1]. Однако разогрев вещества при схлопывании полости за фронтом ИУВ ограничивается действием волн разрежения, которые приводят к быстрому выравниванию давления и охлаждению очага. В результате возбуждение детонации могут обеспечить лишь крупные поры. Так, согласно [2], критический размер полости  $d_{кр}$  в жидком тротиле составляет 1 мм при давлении ИУВ 10 Гпа.

В случае твердых ВВ высокой плотности (прессованных или литых) поровый объем составляют поры микронного размера [3]. Возбуждение реакции при схлопывании таких пор по механизму Мадера возможно

лишь для ИУВ, амплитуда которых более чем на порядок превышает критические давления инициирования, измеренные в опытах с типичными твердыми ВВ [3]. Кроме того, гидродинамический механизм не позволяет объяснить ряд важных особенностей динамики возбуждения детонации в твердых ВВ.

В данной работе рассмотрен вязкопластический механизм образования горячих точек, который обладает большей эффективностью, чем гидродинамический механизм, при тех же энергетических возможностях. Особенности этого механизма объясняются тем, что при пластических деформациях в ударных волнах твердые ВВ проявляют высокую эффективную вязкость (порядка  $10^2$ — $10^3$  нз согласно оценке по профилям давления в ИУВ). В результате поры деформируются в сильновязком режиме, при котором отсутствуют пульсации, столкновения стенок и повышение давления в очаге [4]. Разогрев очага ограничивается не действием волны разрежения, а теплопроводностью, следовательно,  $d_{кр}$  сдвигается в область гораздо меньших размеров. Другая особенность вязкопластического механизма состоит в том, что условия, необходимые для воспламенения поверхностных слоев поры, создаются уже на ранней стадии деформирования, когда размер прогретого слоя вокруг поры еще мал и сравним с текущим радиусом поры. Поэтому последующее развитие реакции после воспламенения происходит в форме послынного горения с поверхности поры.

Ниже приводятся теоретические оценки, показывающие высокую эффективность вязкопластического механизма образования горячих точек при воздействии ИУВ на твердые ВВ высокой плотности, содержащие поры микронного размера. Выводы работы качественно согласуются с экспериментальными данными.

Рассмотрим взаимодействие длинной ударной волны с амплитудой  $p_s$  с мелкой порой диаметром  $2r_0$  в твердом ВВ. Примем, что вещество в окрестности поры ведет себя как жесткопластическое тело, а размер поры меньше критического диаметра [4]

$$d_{\mu} = 8,4\mu/\sqrt{\rho_s(p_s - p_y)}.$$

Здесь  $\mu$  и  $\rho_s$  — эффективная вязкость и плотность твердого вещества, окружающего пору,  $p_y$  — прочность поры. При  $\mu = 100$  нз,  $p_s = 1 \div 3$  и  $p_y = 0,1$  Гна  $d_{\mu} \approx 30$  мкм.

При  $2r_0 < d_{\mu}$  деформация пор происходит в сильновязком режиме, который отличается от рэлеевского механизма схлопывания пузыря в маловязкой жидкости [4]. В этом случае характерная скорость радиального движения стенок поры  $v_{\mu} = r_0(p_s - p_y)/4\mu$  оказывается гораздо меньше скорости звука в среде, окружающей пору, а характерное время деформации  $t_{\mu} = 4\mu/(p_s - p_y)$  гораздо больше времени, в течение которого ударная волна пробегает расстояние порядка размера поры. Это позволяет пренебречь сжимаемостью твердого вещества при анализе деформирования и радиальным распределением параметров газа в поре и считать процесс деформирования сферически симметричным. Далее, при анализе для простоты будем считать, что  $\mu$  и  $p_y$  — константы и пренебрежем эффектами, связанными с фазовым переходом. Принятые допущения не отражаются на общей оценке явления.

Деформация поры, возникающая после прохождения ударной волны, описывается следующими уравнениями:

$$-\rho_s r_+ \frac{dv_+}{dt} = p_s - p_y - p_g + 4\mu \frac{v_+}{r_+} + \frac{3}{2} \rho_s v_+^2; \quad (1)$$

$$\frac{dr_+}{dt} = v_+; \quad t = 0: r_+ = r_0, v_+ = 0.$$

Здесь  $r_+$  и  $v_+$  — текущие радиус и скорость поверхности поры,  $p_g$  — давление газа в поре, которое в случае идеального газа изменяется обратно пропорционально  $(r_+)^{3k}$ , где  $k \geq 1$  — показатель политропы. Решение (1) было получено численно, а также аналитически методом сращивания асимптотических разложений по малому параметру — числу Рейнольдса  $Re = 2r_0 \sqrt{\rho_s(p_s - p_y)}/\mu$ . Оба решения хорошо согласуются при  $Re < 0,5$ . Приведем решение при  $p_{g0} = 0$ :

$$v_+ = -v_+ \left\{ \exp(-t/t_\mu) - \exp(-4t\mu/\rho_s r_0^2) \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $t/t_\mu$  — внешняя переменная. Особенность вязкопластического механизма деформации состоит в том, что  $[p(r, t) - p_s]/p_s \sim Re^2$  и много меньше 1 при малых  $Re$ , типичных для процесса. Следовательно, пора деформируется без заметного повышения давления и волны разрежения не играют существенной роли при охлаждении очага.

Разогрев вещества вокруг поры описывается следующими формулами:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} &= \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{2\mu}{\rho_s c_s} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{u}{r} \right)^2 \right]; \\ t = 0: T &= T_0; \quad r = r_+: -\lambda_s (\partial T / \partial r) = \alpha (T_g - T_+); \\ r = \infty: T &= T_0, \quad (\partial T / \partial r) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_s$ ,  $a$  и  $c_s$  — тепло- и температуропроводность и теплоемкость твердого вещества,  $T_g$  — температура газа, являющаяся функцией радиуса поры,  $T_+$  — температура поверхности поры и  $\alpha$  — коэффициент теплообмена между газом и поверхностью поры.

Пренебрегая вкладом теплообмена ( $\alpha = 0$ ), получим  $T_+$ :

$$\frac{\partial T_+}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_+ + \frac{12\mu}{\rho_s c_s} \left( \frac{v_+}{r_+} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь первый член отвечает теплоотводу из-за теплопроводности, а второй — теплоприходу из-за вязких диссипаций. Используя (2), получим из (4) оценку для размера пор, при котором теплопроводность будет существенно сказываться на разогреве поверхности поры:

$$r_a \approx 2\sqrt{\mu a / (\rho_s - p_y)} \sim 1 \text{ мкм.}$$

При  $r_0 \gg r_a$  теплотери из очага незначительны и тогда из (4) можно легко получить зависимость  $T_+$  от времени, которая справедлива при  $t \sim t_\mu$ :

$$T_+ \approx T_0 + \frac{3(p_s - p_y)^2 t}{4\rho_s c_s \mu}. \quad (5)$$

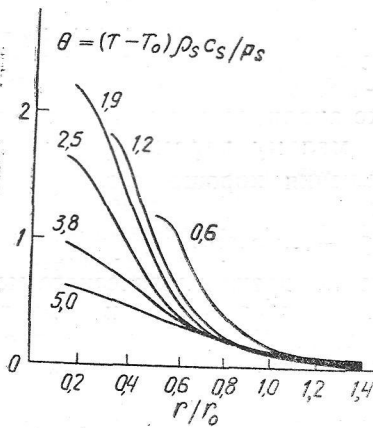
Максимальное значение  $T_+$  достигается в конце процесса деформации:

$$(T_+)_{max} = T_0 + \frac{p_s - p_y}{\rho_s c_s k} \left( \ln \frac{p_s - p_y}{p_{g0}} - 1 \right). \quad (6)$$

При  $k = 2$ ,  $p_{g0} = 0,1 \text{ Мпа}$   $(T_+)_{max} \geq 1000^\circ \text{К}$  уже при  $p_s - p_y \geq 0,6 \text{ Гпа}$ .

При  $r_0 \sim r_a$  температура  $T_+$  растет линейно лишь на начальной стадии деформирования, затем начинает сказываться отвод тепла, и рост температуры замедляется. На рис. 1 приведены профили температуры, рассчитанные для различных моментов времени деформирования. Видно, что размер прогретого слоя вокруг поры достигает примерно  $1/4 r_0$ . Зависимость  $T_+$  от времени при различной теплопроводности приведена на рис. 2.

Согласно общей теории зажигания [5] момент воспламенения поры  $t_{вос}$  определяется критерием  $q_{x,p}(t_{вос}) = q_\mu(t_{вос})$  при условии, что размер очага  $d_{эфф}(t_{вос}) \geq d_{мин}$ . Значения  $q_{x,p}$  и  $d_{мин}$  можно найти в [5], а  $q_\mu = 4\mu v_+^2 r_+$  и  $d_{эфф}$  определяются из решения, полученного выше.



Применяя это решение и используя стандартные термодинамические константы, можно рассчитать задержку воспламенения  $t_{\text{вос}}$  и температуру поверхности в момент воспламенения  $(T_+)_{\text{вос}}$ . Пример расчетов, выполненных для тэна,

Рис. 1. Радиальное распределение температуры вокруг деформируемой поры в различные моменты времени. Цифры на кривых — значения  $t/t_0$ . Расчет при  $p_s = 1 \text{ Гпа}$ ,  $p_{g0} = 0,1 \text{ Мпа}$ ,  $p_y = 0$ ,  $k = 1,4$ ,  $Re = 0,5$ ,  $\kappa = \sqrt{\frac{\rho_s}{p_s}} = 0,0025$

показан на рис. 3. Момент воспламенения отмечен крестиками на кривых разогрева. Видно, что поры микронного размера воспламеняются с задержкой порядка  $0,01 \text{ мксек}$  на ранней стадии деформирования, а  $(T_+)_{\text{вос}} \approx 1000^\circ\text{К}$ . Для этого случая из (5) следует, что задержка  $t_{\text{вос}}$  пропорциональна вязкости и обратно пропорциональна  $(p_s - p_y)^2$ , то есть является сравнительно слабой функцией амплитуды ИУВ.

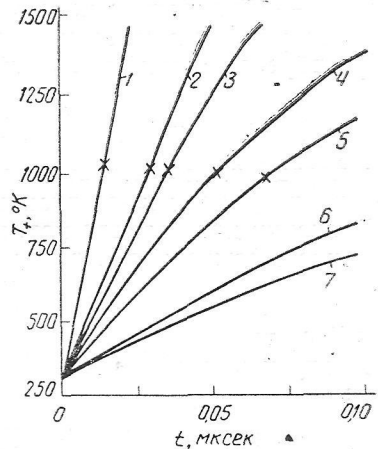
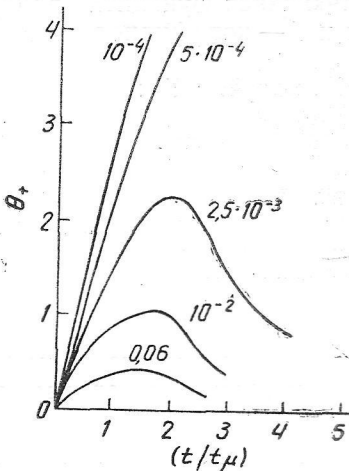


Рис. 2. Зависимость температуры поверхности поры  $\theta_+ = (T_+ - T_0)\rho_s c_s / p_s$  от времени при различной теплопроводности ВВ. Цифры на кривых — значения параметра

$$\kappa = \frac{a}{r_0} \sqrt{\frac{\rho_s}{p_s}}. \text{ Расчет при } Re = 0,5$$

Рис. 3. Разогрев и воспламенение поверхности поры в случае тэна. Крестиками указаны моменты воспламенения. Параметры термического разложения взяты из [6]. Варьируемые параметры:

$r_0$  (мкм): 1, 2 — 1; 3, 5, 7 — 0,5; 4 — 0,25; 6 — 1;  $\mu$  (нз): 1 — 250; 2, 3, 4, 5, 6 — 500; 7 — 2000;  $p_s - p_y$  (Гпа): 1, 2, 3, 4, 7 — 2; 5 — 1,5; 6 — 1

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Л. Мадер. "Phys. Fluids", 1965, 8, No 10, p. 1811.
2. J. W. Enig, F. J. Petrone. "Phys. Fluids", 1966, 9, No 2, p. 398.
3. А. Ф. Беляев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
4. Е. И. Забабахин. В сб.: «Механика в СССР за 50 лет». М., «Наука», 1970, стр. 313.
5. А. Э. Аверсон и др. «Докл. АН СССР», 1968, 178, № 1, стр. 131.
6. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966, стр. 26.