УДК 531.663

А. В. Дубовик

ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНИЦИИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ВВ УДАРОМ

Разработана физико-математическая модель неизотермической деформации диска из несжимаемого вязкопластического материала при ударе с учетом образования в радиальном потоке вязких пограничных слоев на контактных границах с ударником и наковальней. Несмотря на малую толщину и кратковременность существования пограничные слои служат эффективными концентраторами диссипируемой энергии удара и играют решающую роль в процессах теплового разупрочнения материала и разрушения диска. Модель использована для расчетов критических условий и основных закономерностей механического инициирования зарядов твердых ВВ. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных по чувствительности ВВ к удару поддерживает положенную в основу модели систему взглядов на природу возбуждения взрыва при механических воздействиях.

Разработка физико-математических моделей механического поведения и инициирования взрыва при ударе — актуальная задача теории чувствительности твердых ВВ к механическим воздействиям. В последние годы наибольший успех в проведении расчетов условий возбуждения взрыва связан с фрикционной моделью диссипативного тепловыделения на поверхностях адиабатического сдвига, которые представлены как разрывы скоростей движения фрагментов, образующихся при критической деформации (разрушении) заряда ВВ [1, 2]. Для этого предельно напряженного состояния принималось, что сила трения на разрывах равна пределу прочности (текучести) вещества на сдвиг τ_s.

Однако физически ясно, что разрыв скоростей в реально существующем теле невозможен из-за вязкости среды, которая сглаживает скачкообразный переход, создавая непрерывную зону течения (погранслой) между фрагментами. Возможность существования переходной зоны следует из механического уравнения состояния вязкопластического тела, согласно которому в области малых градиентов скоростей (фрагменты) течение среды подобно потоку идеально пластического материала, тогда как в области больших градиентов (погранслой) оно приближается к течению вязкой жидкости.

В представленной здесь модели развитой вязкопластической деформации (разрушения) заряда ВВ, в отличие от фрикционной, имеется не плоский, а объемный источник тепловыделения, действующий главным образом в погранслое, где градиенты скоростей наибольшие. Поэтому небезынтересно знать, как смена механизма диссипации энергии влияет на условия инициирования ВВ при ударе. В этой связи расчет критических параметров возбуждения взрыва на основе модели с погранслоем проводится для зарядов тэна в квазистатическом представлении о характере удара, как это сделано в [1] с использованием фрикционной модели тепловыделения. Для такого расчета необходимо знать поле скоростей и распределение давлений при осесимметричном растекании вязкопластического материала в зазоре между соударяющимися жесткими поверхностями. Отсутствие ограничений на толщину погранслоя и учет инерционных свойств потока отличают решение указанной механической задачи от работ [4, 5].

1. Рассмотрим осевой удар со скоростью V_0 по круглому диску из несжимаемого вязкопластического материала толщиной $\delta_0 \ll R$ (R — радиус ударника). Пусть сила удара достаточна для перехода материала в состояние пластического течения (сдвиговые напряжения в потоке $\tau_{rz} \geqslant \tau_s$). Тогда все течение в зазоре между ударником и наковальней, за исключением малой части вблизи оси диска (зона застоя), разделяется на две характерные области. Из-за прилипания вещества к поверхности ударника (наковальни) вдоль нее формируется пограничный слой с па-

раболическим профилем скоростей, как при течении Пуазейля. Центральная часть зазора заполнена внешним потоком, характер течения в котором близок к стержневому со скоростью u_0.

Оценим характерную толщину погранслоя. Из четырех определяющих величин u, δ, τ_s и μ_s (пластическая вязкость среды) можно составить единственную комбинацию с размерностью длины $\varepsilon \sim (\mu_s u\delta/\tau_s)^{1/2}$. Вводя характеристический параметр потока вязкопластической среды $\mathrm{B} = \tau_s\delta/\mu_s u$ (число Бингама), найдем величину $\varepsilon/\delta \sim \mathrm{B}^{-1/2}$. При обтекании пластины потоком вязкой жидкости безразмерная толщина погранслоя $\sim \mathrm{Re}^{-1/2}$ (Re — число Рейнольдса). Из этих оценок и гидродинамической аналогии обтекания тел потоками веществ с различной реологией следует возможность рассмотрения двух предельных режимов течения, характеризующихся соответственно значениями $\mathrm{B} \ll 1$ и $\mathrm{B} \gg 1$. Первый режим реализуется при течении малопрочных материалов с большой пластической вязкостью, к которым по механическим свойствам большинство твердых ВВ не относится. Поэтому в дальнейшем рассматриваем течения с $\mathrm{B} \gg 1$, для которых толщина погранслоя мала по сравнению с характерными размерами потока.

Начало цилиндрической системы координат расположим в центре диска на поверхности наковальни. Задачу решаем полуобратным методом. Зададим распределение радиальных скоростей в погранслое

$$u = u_0 z(2\varepsilon - z)\varepsilon^{-2}, \qquad (1)$$

удовлетворяя граничным условиям

$$u(r,\ 0,\ t) = 0,\ u(r,\ \varepsilon,\ t) = u_0.$$

Из условия материального баланса

$$\bar{u} = \frac{wr}{2\delta} = \frac{2}{\delta}\left(\int_0^{\varepsilon} u\,dz + \int_{\varepsilon}^{\delta/2} u_0 dz\right)$$

определим $u_0 = \bar{u}(1 - 2\varepsilon/3\delta)^{-1}$. На основе уравнения неразрывности, найдем компоненты скорости в погранслое

$$\begin{aligned} u &= (wr/2\delta)\eta(2 - \eta)(1 - 2\varepsilon/3\delta)^{-1}, \\ v &\simeq -(w\varepsilon/12\delta)\eta^2(9 - 2\eta), \end{aligned} \qquad (2)$$

где $\eta = z/\varepsilon$; $w = -d\delta/dt$ — скорость контактной поверхности ударника. Здесь выражение для v приведено с точностью до величин порядка $(\varepsilon/\delta)^2$.

Воспользуемся условием тонкости погранслоя ($\varepsilon < \delta$), согласно которому $\frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial r}$, и вычислим интенсивность напряжений сдвига H_1 для $0 \leqslant z \leqslant \varepsilon$; с помощью уравнения состояния вязкопластического тела [3] определим касательные напряжения τ_{rz}:

$$\begin{aligned} H_1 &= [2(u_{,r}^2 + (u/r)^2 + v_{,z}^2) + (u_{,z} + v_{,r})^2]^{1/2} \simeq |u_{,z}|, \\ \tau_{rz} &= (\tau_s/H_1 + \mu_s)(u_{,z} + v_{,r}) \simeq \tau_s \operatorname{sign} u_{,z} + \mu_s u_{,z}. \end{aligned} \qquad (3)$$

Используя (3), запишем радиальную компоненту уравнения движения в погранслое ($0 \leqslant z \leqslant \varepsilon$)

$$\rho_0 \frac{du}{dt} = -p_{,r} + \left(\mu_s + \frac{\tau_s}{H_1}\right)u_{,zz} - \frac{\tau_s}{H_1^2}H_{1,z}u_{,z} \simeq -p_{,r} + \mu_s u_{,zz}. \qquad (4)$$

Подстановка поля скоростей (2) в (4) и осреднение полученного выражения по z от 0 до ε дают

$$-p_{,r} = (\mu_s wr/\delta\varepsilon^2)(1 - 2\varepsilon/3\delta)^{-1}. \qquad (5)$$

Чтобы не загромождать запись (5), в ее правой части опущено инерционное слагаемое $j_1 \sim (\rho_0 w^2 r/\delta^2)(1 - 2\varepsilon/3\delta)^{-1}$. Для малых скоростей сжатия диска $w \ll (\delta/R)(\tau_s/\rho_0)^{1/2}$ вклад сил инерции в результирующее давление незначителен. С повышением w их учет становится обязательным.

В уравнении (5) неизвестна функция $\varepsilon(r, t)$. Для ее определения рассмотрим течение среды во внешнем потоке. В силу тонкости диска ($\delta \ll R$) соотношения (3) справедливы и в этой области течения. Осредняя по z от 0 до δ уравнение движения в проекции на ось r, получим

$$\rho_0 \frac{d\bar{u}}{dt} = \bar{\sigma}_{r,r} - \frac{2\tau_s}{\delta} - \frac{4\mu_s u_0}{\delta\varepsilon} + \frac{\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\varphi}{r}. \tag{6}$$

Таким образом, задача определения поля напряжений в вязкопластическом диске свелась к интегрированию уравнения (6) для средних по z компонент $\bar{\sigma}_r$, $\bar{\sigma}_\varphi$ и радиальной скорости $\bar{u}$, которой по уравнению неразрывности соответствует осевая скорость $\bar{v} = -wz/\delta$. Для такого поля скоростей в [6] установлена связь между компонентами напряжений и найдено среднее напряжение (давление) $p(r)$:

$$\begin{gathered} \bar{\sigma}_r = \bar{\sigma}_\varphi = \bar{\sigma}_z + \sigma_s + 3\mu_s w/\delta, \quad \sigma_s = \sqrt{3}\tau_s, \\ p(r) = -(\bar{\sigma}_z + 2\bar{\sigma}_r)/3, \quad H_2 = w\sqrt{3}/\delta, \quad \bar{\sigma}_{r,r} = -p_{,r}. \end{gathered} \tag{7}$$

Введем безразмерные переменные $g = -p_{,r}\delta/2\tau_s$, $\varphi = r/R$ и параметры $\mathrm{B} = \tau_s\delta^2/2\mu_s wR$, $\zeta = 2\varepsilon/\delta$, и с учетом (7) запишем выражения (5), (6) в виде

$$g = \varphi/\mathrm{B}\zeta^2(1 - \zeta/3), \quad g = 1 + \varphi/\mathrm{B}\zeta(1 - \zeta/3) \tag{8}$$

(в последнем выражении опущено несущественное сейчас инерционное слагаемое $j_2 \sim \rho_0 w^2 r/\delta\tau_s$).

Из второго уравнения (8) определяем $\zeta = 1 - g^{-1}$ и приходим к формуле для g:

$$g^3 - (3 + \xi)g^2/2 + 1/2 = 0, \quad \xi = 3\varphi/\mathrm{B}. \tag{9}$$

Найдем решения (9) для случаев больших и малых B. При $\mathrm{B} \ll 1$, соответствующем квазипуазейлеву течению вещества, получаем

$$g \simeq \xi/2, \quad \zeta \simeq 1 - 2\xi. \tag{10}$$

С помощью (10) определяем распределение давлений и среднее (по площади ударника) давление в диске [7]:

$$\begin{gathered} p(\varphi) = p_a + \left(3\mu_s w R^2\delta^{-3} + 2I_1\right)(1 - \varphi^2), \\ \bar{p} = 2\int_0^1 p(\varphi)\,\varphi\, d\varphi = p_a + 3\mu_s w R^2/2\delta^3 + I_1, \end{gathered} \tag{11}$$

где $I_1 = (\rho_0 w^2 R^2/8\delta^2)(9/5 - d\ln w/d\ln\delta)$ — инерционная компонента давления; p_a — давление в веществе на краю диска, которое для рассматриваемого режима течения можно положить равным атмосферному.

Проанализируем структуру течений при $\mathrm{B} \ll 1$. Из (10) следует, что размер твердого ядра потока $1 - \zeta = 2\mathrm{B}/3\varphi \ll 1$ составляет малую часть толщины диска и уменьшается от центра диска к его периферии. Это яд-

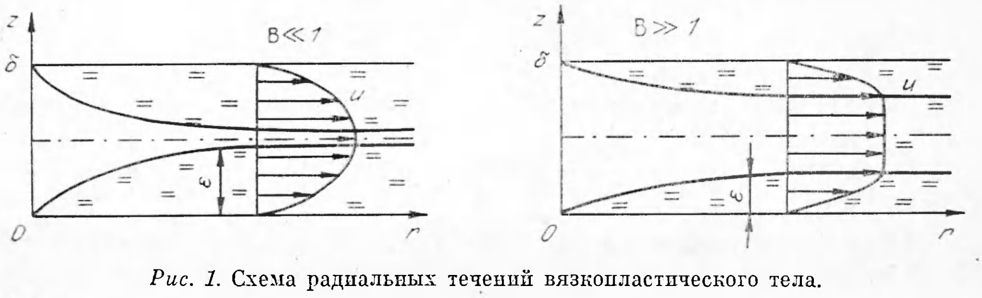

Рис. 1. Схема радиальных течений вязкопластического тела.

ро располагается в середине потока ($z=\delta/2$) и движется с его максимальной скоростью $u_0=1{,}5\bar{u}(1-\text{B}/3\varphi)\approx 1{,}5\bar{u}$. Основную массу движущейся среды составляет вязкий поток с параболическим профилем скоростей $u\sim z(\delta-z)$ (рис. 1).

Значения $\text{B}\gg 1$ соответствуют квазистержневому течению вещества. Из (9) находим

$$g\simeq 1+(\xi/3)^{1/2},\quad \zeta\simeq(\xi/3)^{1/2}, \tag{12}$$

откуда по (7) получаем

$$\begin{gathered}\bar{\sigma}_r=-\left(2\tau_sR\delta^{-1}\right)\left(1-\varphi+\frac{2}{3}\text{B}\left(1-\varphi^{3/2}\right)\right)+(I_2/2)(1-\varphi^2),\\ \bar{\sigma}_z=\bar{\sigma}_r-\sigma_s-3\mu_sw\delta^{-1},\end{gathered}\tag{13}$$

$$\bar{p}=-2\int_0^1\bar{\sigma}_z(\varphi)\varphi d\varphi=\sigma_s+\frac{2\tau_sR}{3\delta}+3\mu_sw\delta^{-1}+\frac{4}{7}\left(2\mu_sw\tau_sR^3\delta^{-4}\right)^{1/2}+I_2,$$

$$I_2=\frac{\rho_0w^2R^2}{8\delta^2}\left(\frac{3}{2}-\frac{d\ln w}{d\ln\delta}\right).$$

Из (12) следует, что твердое ядро $1-(3\varphi/\text{B})^{1/2}\simeq 1$ составляет основную часть потока вещества и движется с его средней скоростью $u_0\simeq\simeq(1+(\varphi/\text{B})^{1/2}/3)\simeq\bar{u}$. Вязкий погранслой располагается вдоль контактных поверхностей $z=0$, δ. Его толщина ε/δ возрастает как $(\varphi/\text{B})^{1/2}$ (см. рис. 1). При $\text{B}\gg 1$ течение в погранслое характеризуется наличием больших градиентов скоростей $\sim(\bar{u}/\delta)(\text{B}/\varphi)^{1/2}$, способствующих интенсивной диссипации энергии и разогреву вещества, намного превышающему разогрев во внешнем потоке. Действительно, отношение скоростей тепловыделения в погранслое и внешнем потоке $\mu_sH_1^2/\tau_sH_2\simeq\mu_s\bar{u}^2\delta^{-2}\text{B}/ /\tau_sw\delta^{-1}\simeq r/\delta\gg 1$ во всей области течения, за исключением малой зоны застоя ($r_з\simeq\delta$). Поэтому тепловыделением во внешнем потоке можно пренебречь и положить там температуру, равную начальной T_0.

2. В случае $\text{B}\gg 1$ уравнение баланса тепла в погранслое записывается в виде

$$\begin{gathered}\rho_0c_p(dT/dt)_{r_0,z_0}=\left(\mu_sH_1^2+\tau_sH_1-2\alpha_0(T-T_0)\,\varepsilon^{-1}\right)_{r,z},\\ (r_{,t})_{r_0,z_0}=u,\ (z_{,t})_{r_0,z_0}=v,\end{gathered}\tag{14}$$

$$T(r_0,\ z_0,\ 0)=T_0,\ r(r_0,\ z_0,\ 0)=r_0,\ z(r_0,\ z_0,\ 0)=z_0.$$

Здесь r_0, z_0 — координаты лагранжевой частицы; α_0 — коэффициент теплоотдачи от вязкопластичной среды к (металлической) поверхности ударника. Множитель 2 перед α_0 учитывает теплоотвод из погранслоя во внешний поток.

Полагая $\varepsilon\ll\delta$ и вводя переменные $t'=tV_0\delta_0^{-1}$, $x=\delta_0\delta^{-1}$, $y=wV_0^{-1}$, с помощью (2) установим связь между текущими и лагранжевыми координатами частиц

$$\begin{gathered}\dot{\eta}=-\frac{\eta}{2y}\dot{y}-\frac{xy}{12}\eta^2(9-2\eta),\\ \dot{\varphi}=\frac{xy\varphi}{2}\eta(2-\eta),\ \eta(0)=\eta_0,\ \varphi(0)=\varphi_0.\end{gathered}\tag{15}$$

Введем переменные температуру $\theta=(T-T_0)\,T_x^{-1}$ и давление $P= =p\sigma_0^{-1}$ и примем наиболее употребительные формы записей $\mu_s(T,\ p)$ и $\tau_s(T,\ p)$:

$$\begin{gathered}\mu_s=\mu_0F_1(\theta,P)=\mu_0\exp\left(-k_1\theta(1+k_2\theta)^{-1}+k_3P\right),\\ \tau_s=\tau_0F_2(\theta,P)=\tau_0\left(1-k_4\theta(1+k_5P)^{-1}\right)^{k_6},\end{gathered}\tag{16}$$

$$k_1=UT_x/\mathcal{R}T_0^2,\ k_2=T_xT_0^{-1},\ k_3=\gamma\sigma_0,$$

$$k_4 = T_x(T_п - T_0)^{-1},\ k_5 = \sigma_0\beta_0(T_п - T_0)^{-1},\ k_6 = n,$$

$$T_x = 4\tau_0 R B_0^{1/2}/5\rho_0 c_p \delta_0,\ B_0 = \tau_0\delta_0^2/2\mu_0 V_0 R.$$

Здесь U — энергия активации вязкого течения; γ — пьезокоэффициент вязкости среды; $T_п$ — температура плавления вещества; β_0 — ее пьезокоэффициент; n — показатель степенной зависимости для τ_s.

В принятых безразмерных переменных уравнение для средней температуры погранслоя $\Theta = 2\int\limits_0^1 d\eta \int\limits_0^1 \theta\varphi d\varphi$ принимает вид

$$\dot{\Theta} = xy^{1/2}F_4^{3/2}F_3^{-1/2} + bx^2yF_4 - \lambda y^{-1/2}F_4^{1/2}F_3^{-1/2}\Theta,$$
$$\Theta(0) = 0,\ \lambda = 16\alpha_0 B_0^{1/2}/3\rho_0 c_p V_0,\ b = 5/9B_0^{1/2}. \tag{17}$$

Здесь F_3 и F_4 записываются аналогично F_1 и F_2, но в них используются средние значения давления $\Pi = \bar{p}/\sigma_0$ и температуры Θ.

Отметим, что начальная скорость центра масс системы нагружения V_0 существенно отличается от начальной скорости контактной поверхности ударника w_0, которую можно положить равной нулю, поскольку сопротивление диска сжатию в начале удара обычно больше жесткости системы нагружения [1, 2]. При квазистатическом характере удара динамическая связь между Π, V и w описывается уравнениями

$$\dot{\Pi} = (\Psi - y)a_1^{-1},\ \dot{\Psi} = -a_2\Pi,\ \dot{x} = yx^2,$$
$$\Pi(0) = \Pi_0,\ \Psi(0) = \Psi_0,\ x(0) = 1,\ y(0) \simeq 0, \tag{18}$$

где $\Psi = VV_0^{-1}$; $a_1 = \pi R^2\sigma_0/k_0\delta_0$; $a_2 = \pi R^2\sigma_0\delta_0/MV_0^2$; k_0 — жесткость системы нагружения; M — масса ударника (груза). Считая, что развитое вязкопластическое течение диска начинается в момент времени $t = 0$, а до него деформация диска была незначительной и давление возрастало так же, как при «холостом» ударе, т. е. при отсутствии диска между ударником и наковальней, из (18) находим начальные значения

$$\Pi_0 = \Gamma + 1,\ \Psi_0 = (1 - (\Pi_0/\Pi_x)^2)^{1/2},\ \Gamma = 2R/3\sqrt{3}\delta_0,$$

где $\Pi_x = (V_0/\pi R^2)(M/k_0)^{1/2}$ — максимальное давление при «холостом» ударе.

Наконец, полагая, что химическое разложение ВВ протекает по механизму теплового взрыва, реакция термораспада является высокоактивированной и сильной экзотермичной, т. е. выгоранием вещества в течение периода индукции можно пренебречь, запишем условие воспламенения в виде [1, 2]

$$\int\limits_0^{t'_в} (\theta + k_2^{-1})^{-2} \exp(-k_8/(\theta + k_2^{-1}))\, dt' = k_7^{-1}, \tag{19}$$

где $t'_в$ — момент воспламенения ВВ; $k_7 = QZE\delta_0/c_p\mathcal{R}T_x^2$; $k_8 = E/\mathcal{R}T_x$; E, Z — активационные параметры; Q — теплота химической реакции. По химическому смыслу запись (18) означает, что при $t = t_в$ доля периода индукции $0 \leqslant f \leqslant 1$ обращается в единицу ($f_к = 1$).

Уравнения (13)—(19) образуют замкнутую систему дифференциальных уравнений 1-го порядка, описывающую вязкопластическую деформацию, диссипативный разогрев и тепловое воспламенение диска из взрывчатого материала (заряда) при ударе. Ее решение легко получить численным методом по стандартным программам. В расчетах критических параметров инициирования тэна ударом на копре использованы следующие характеристики: $\rho_0 = 1770$ кг/м^3, $\rho_0 c_p = 2$ МДж/(м$^3 \cdot$ К), $T_п = 414$ К,

$Q = 5{,}75$ МДж/кг, $E = 165$ кДж/моль, $Z = 3{,}98 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\sigma_0 = 59$ МПа, $\mu_0 = 7$ мПа·с, $n = 0{,}4$, $\gamma = 5$ ГПа$^{-1}$, $\beta_0 = 0{,}3$ К/МПа, $V_0 = 2{,}2$ м/с, $k_0 = 0{,}25$ ГН/м, $M = 10$ кг, $T_0 = 293$ К, $U = 20{,}9$ кДж/моль, $R = 5$ мм, $\alpha_0 = 5$ кДж/(м^2·с·К), $\mathcal{R} = 8{,}3144$ Дж/(К·моль).

В использованном алгоритме расчета переменным параметром являлась толщина заряда δ_0. При ее снижении диссипативный разогрев ВВ возрастает $\sim \delta_0^{-1/2}$ и время воспламенения быстро уменьшается $\sim \exp(A\delta_0^{1/2})$, где A — большое число $\sim E/\mathcal{R}T_0$. Напротив, время разрушения заряда $t_к$, определяемое по достижению минимума $\bar{p}_к$ на кривой спада давления $\bar{p}(t)$, возрастает с уменьшением толщины $\sim \delta_0^{-n}$ $(n \simeq 1)$ из-за увеличения диссипативных и инерционных сил сопротивления диска разрушению. Величина δ_0, при которой выполняется равенство $t_в = t_к$, принята равной критической δ_*, в соответствии с правилами испытаний ВВ на чувствительность к удару по методу критических напряжений [1, 8]. Максимальное давление в диске $\bar{p}_{max}$ при $\delta_0 = \delta_*$, которое достигается в интервале $0 < t < t_к$, называется критическим давлением инициирования $\bar{p}_*$.

На рис. 2 приведены результаты расчета физико-механических и химических параметров состояния тэна в критических условиях инициирования при $\delta_* = 0{,}27$ мм. Расчеты выполнены для наиболее «горячей» частицы с $\varphi_0 = 0{,}275$ и $\eta_0 = 0{,}5$. До момента $t = 0$ имело место простое сжатие заряда с приблизительно линейным законом роста давления до $\bar{p}_0 = 0{,}480$ ГПа в течение 77,2 мкс. За это время скорость V_0 уменьшилась до 2,0 м/с.

С момента $t = 0$ начинается вязкопластическое течение тэна. После незначительного подъема давления до $\bar{p}_* = 0{,}489$ ГПа ($t_{max} = 1{,}95$ мкс) наблюдается тепловое разупрочнение заряда, сопровождающееся спадом давления до нуля в течение $\Delta t_2 = t_2 - t_{max} = 6{,}50$ мкс. Далее давление в потоке становится отрицательным, достигая минимума, $\bar{p}_к = -0{,}134$ ГПа в момент окончания разрушения заряда $t_к = 14{,}3$ мкс. Аналогично изменяется локальное давление в точке $r_* = 1{,}38$ мм, имеющее экстремумы $p_{max} = 0{,}980$ ГПа и $p_к = -0{,}248$ ГПа.

Примечательно, что значительную часть времени разрушения давление в заряде обусловлено действием инерционных сил, тогда как диссипативные силы преобладают в начале разрушения. Из рис. 2 видно, что диссипативное давление $q = \bar{p} - I_2$ становится близким к нулю уже при $t_1 = 3{,}04$ мкс, когда степень сжатия заряда невелика ($x_1 = 1{,}02$). Однако в это время средняя температура в погранслое $\langle T \rangle_1 = 557$ К достигает температуры плавления тэна ($\bar{p}_1 = 0{,}477$ ГПа). Из (18) следует, что при $q = 0$ $\bar{p} = I_2 \leqslant 0$, если $y(t)$ — убывающая функция времени такая, что $y \geqslant y_3(x_3/x)^{3/2}$, где y_3 и x_3 взяты в точке максимума скорости $y = y_{max}$ при $t_3 = 5{,}40$ мкс ($t_3 > t_{max}$). Для $y_3 = 18{,}5$ ($w_{max} = 37{,}0$ м/с) и $x_3 = 1{,}4$ полученное неравенство выполняется при всех $0{,}065 \leqslant t' \leqslant 0{,}109$, т. е. в течение интервала времени, когда $\bar{p} \leqslant 0$.

Таким образом, возникновение отрицательных напряжений в заряде при $t \geqslant t_2$ связано с исключительно высокой радиальной скоростью растекания тэна, которая на краю ударника достигает предельной величины $\bar{u}_{max} = 480$ м/с. С уменьшением δ_0 скорость сжатия заряда снижается и при $\delta_0 \leqslant 0{,}2$ мм $\bar{p} > 0$ для всего времени разрушения. При $\delta_0 < 0{,}1$ мм давление начала пластического течения столь велико ($\bar{p}_0 > p_x$), что энергии удара недостаточно для разрушения и взрыва заряда.

Обсудим ход температурной кривой $T(t)$ на рис. 2. Ее быстрый рост начинается от t_{max} и продолжается до t_1, где $T_{max} = 656$ К. Далее имеет место медленный спад $T(t)$ из-за теплоотвода из погранслоя в контактную поверхность и во внешний поток. По этой причине функция $f(t)$ экспоненциально увеличивается только до момента t_1, а далее она растет приблизительно линейно вплоть до $f_к = 1$ в момент воспламенения $t_в = t_к$. Поскольку при $t = t_1$ $q \simeq 0$, приходим к выводу, что разогрев разрушающегося заряда обусловлен главным образом работой диссипативных сил

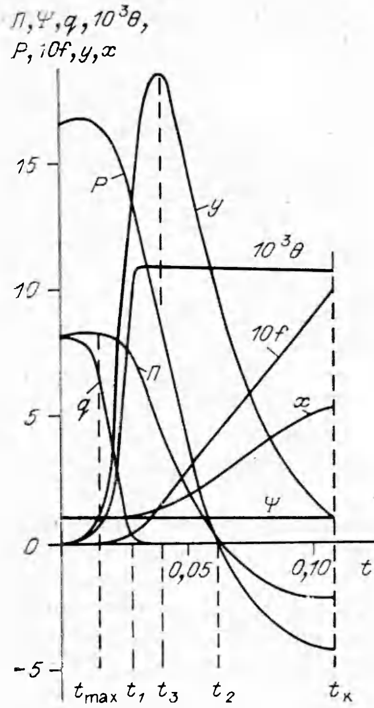

Рис. 2. Зависимости от времени: давлений, скоростей y и Ψ, температуры, доли периода индукции и степени сжатия заряда.

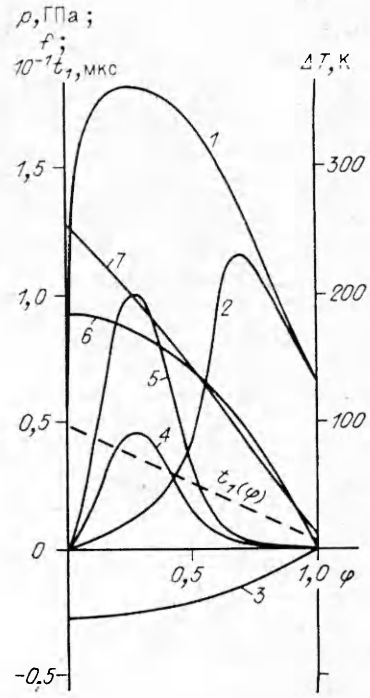

Рис. 3. Распределения давлений p вдоль радиуса заряда в моменты времени t_{max} (*7*), t_1 (*6*) и $t_к$ (*3*), разогревов ΔT в моменты t_{max} (*2*) и t_1, t_2, $t_к$ (*1*), долей периода индукции f в моменты t_2 (*4*) и $t_к$ (*5*).

давления, тогда как инерционные силы увеличивают преимущественно кинетическую энергию вещества и практически не влияют на рост температуры.

Для рассматриваемых критических условий инициирования тэна на рис. 3 приведены профили давлений p, разогревов $\Delta T = T - T_0$ и долей периода индукции f вдоль радиуса заряда φ для указанных выше характерных моментов времени t_{max}, t_1, t_2 и $t_к$. Видно, что распределение давлений за время разрушения изменяется от линейного ($t = t_{max}$) к параболическому ($t = t_1$), затем кривая $p(\varphi)$ обращается в нуль при $t = t_2$ и, наконец, выходит в отрицательную область значений. Температура в момент t_{max} есть немонотонная функция φ с максимумом, смещенным к краю заряда ($\varphi_{max} = 0{,}7$). На периферии ударника ($\varphi = 1$) $\Delta T = 137$ К, что близко к $T_п - T_0 = 121$ К[1]. С течением времени максимум температур смещается внутрь заряда к $\varphi_к = 0{,}276$.

Изменение профилей $\Delta T(\varphi)$ объясняется тем, что в начале течения скорость сжатия заряда невелика, и заметные радиальные смещения среды имеют место лишь на краю заряда, где давление мало, в силу чего максимум разогрева располагается ближе к периферии. С увеличением w начинают разогреваться центральные участки заряда, где давление большое и температура плавления тэна, ограничивающая диссипативный разогрев, также высока. В зоне застоя вещество неподвижно и не разогревается. Кривая $f(\varphi)$ следит за температурной зависимостью и к концу разрушения заряда достигает максимума $f_к = 1$ в точке $\varphi_к = 0{,}276$.

Штриховой линией на рис. 3 показаны моменты времени t_1 начала плавления тэна в точках вдоль радиуса заряда. Ход этой зависимости свидетельствует о волновом характере процесса плавления, который

[1] Небольшой перегрев на 16 К на периферии заряда связан с конечным давлением $p(R) = \sigma_s$.

Таблица 1

Критические параметры инициирования тэна ударом на копре ($M = 10$ кг, $R = 5$ мм, $V_0 = 2{,}2$ м/с)

Модель инициирования	$\bar{p}$, ГПа	δ_*, мм	$t_в$, мкс	r_*, мм	p_{max}, ГПа	ΔT_{max}, К
ВП	0,489	0,270	14,3	1,38	0,980	363
Ф	0,489	0,281	11,5	1,00	1,04	389
Эксперимент [8]	0,480	0,27	—	—	—	—

возникает на краю заряда и затем распространяется в глубь его с приблизительно постоянной скоростью $c_п = 1{,}39$ км/с. Эта скорость близка к релеевской скорости звука для тэна, с которой обычно соотносят скорость волны механического разрушения твердых тел: $c_R = 0{,}93c_t = 0{,}93c_0[2(1+\nu)]^{-1/2} = 1{,}40$ км/с, где c_0 — объемная скорость звука (2,42 км/с) и ν — коэффициент Пуассона (0,3). Исключая случайный характер совпадения величин $c_п$ и c_R, из проведенной оценки можно сделать вывод о взаимосвязанности процессов механического и теплового разупрочнения материалов и обязательном учете термических эффектов при построении динамических теорий разрушения твердых тел. Этот вывод качественно подтверждается экспериментами по регистрации высокотемпературных зон ($T \simeq T_п$) в вершинах быстрораспространяющихся трещин в твердых телах [9].

В табл. 1 приведены результаты расчетов критических параметров возбуждения взрыва тэна, выполненных с использованием вязкопластической (ВП) и фрикционной (Ф) моделей инициирования. Наблюдается их хорошее совпадение, несмотря на физическое различие источников разогрева вещества — объемного в ВП-модели и плоского в Ф-модели. Это объясняется тем, что при коэффициенте вязкости тэна $\mu_0 = 7$ мПа · с в ВП-модели $B_0 = 17\,250$, поэтому толщина пограничного слоя мала ($\varepsilon \simeq \delta B^{-1/2} \simeq 10^{-2}\delta \simeq 2$ мкм). Такой тонкий источник тепловыделения практически плоский. Время его тепловой релаксации $t_р = \varepsilon^2/\varkappa \simeq 42$ мкс (взято значение коэффициента температуропроводности тэна $\varkappa = 10^{-7}$ м²/с) и втрое превышает время разрушения заряда $t_к$, определяя возможность теплового взрыва в точке $r_0 = r_*$.

С другой стороны, $t_р \ll t_х$ (время «холостого» удара, равное $\pi(M/k_0)^{1/2}$), поэтому при докритических условиях удара ($\delta_0 > \delta_*$) из-за быстрого охлаждения пограничного слоя последующий подъем давления на разрушенном заряде протекает в режиме, как и при «холостом» ударе (если энергии в системе нагружения достаточно для повторного сжатия заряда).

Рассмотрим возможности использования ВП-модели для описания экспериментальных данных по механической чувствительности ВВ. Как и при использовании Ф-модели, расчеты дают слабую зависимость $\bar{p}_*(V_0)$ (при $V_0 = 10$ м/с получено $\bar{p}_* = 0{,}490$ ГПа, $\delta_* = 0{,}30$ мм, $t_в = 8{,}76$ мкс) и радиуса ударника R (при $R = 10$ мм и $V_0 = 10$ м/с $\bar{p}_* = 0{,}423$ ГПа, $\delta_* = 0{,}67$ мм, $t_в = 20{,}3$ мкс), что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [10].

Наиболее привлекательным представляется использование ВП-модели для анализа зависимости параметров инициирования от начальной температуры ВВ, так как Ф-модель [2] дает очень слабую зависимость $\bar{p}_*(T_0)$, тогда как экспериментальные данные [11] свидетельствуют об обратном. В табл. 2 приведены результаты расчетов для тэна при $223 \leqslant T_0 \leqslant 373$ К. Значения σ_0 и μ_0 вычислялись по (16) с последующей слабой корректировкой μ_0 для лучшей сходимости теоретических и экспериментальных значений $\bar{p}_*$. Эта процедура показала, что использовать в расчетах постоянную величину U можно лишь в первом приближении и необходимо учитывать ее уменьшение с температурой.

Таблица 2

Влияние начальной температуры на чувствительность тэна к удару

T_0, K	σ_*, МПа	μ_0, мПа·с	δ_*, мм	$\bar{p}_*$, ГПа расчет	$\bar{p}_*$, ГПа [11]	p_{max}, ГПа	ΔT_{max}, K	$t_в$, мкс
223	70	4,0	0,31	0,517	0,51	1,03	441	14,2
293	59	7,0	0,27	0,489	0,49	0,980	363	14,3
343	48	0,6	0,235	0,447	0,44	0,960	317	14,5
373	40	0,05	0,205	0,416	0,39	0,825	284	14,9

Из табл. 2 следует, что несмотря на заметное снижение ΔT_{max} с T_0 сама величина T_{max} остается приблизительно постоянной (660 ± 4 К), что и определяет с химической точки зрения постоянство времен до взрыва $t_в = 14{,}5 \pm 0{,}3$ мкс. Анализ результатов расчета показывает, что температурный коэффициент критического давления инициирования $-d\ln \bar{p}_*/dT_0$ меняется и зависит от температуры как αT_0^3, где $\alpha = 0{,}52 \cdot 10^{-10}$ К$^{-3}$. Отсюда находим, что в рассматриваемом диапазоне температур величина $\bar{p}_*$ экспоненциально зависит от T_0: $\bar{p}_* = 0{,}5356 \exp(-0{,}3819 (T_0/T_п)^4)$.

Итак, в работе представлена физико-математическая модель неизотермической деформации диска из несжимаемого вязкопластического материала при ударе с учетом образования в радиальном потоке бингамовских погранслоев вблизи контактных границ с ударником и наковальней. Несмотря на малую толщину и кратковременность существования погранслои эффективно концентрируют диссипируемую энергию удара и играют решающую роль в процессах теплового разупрочнения материала и разрушения диска. Модель использована для расчетов критических условий и основных закономерностей механического инициирования зарядов твердых ВВ. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных по чувствительности ВВ к удару поддерживает положенную в основу модели систему взглядов на природу возбуждения взрыва при механических воздействиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дубовик А. В., Лисанов М. В.** Расчет критических параметров инициирования твердых ВВ ударом на копре // ФГВ.— 1985.— 21, № 4.— С. 87—93.
2. **Дубовик А. В., Лисанов М. В., Авдеев Е. А.** Расчет параметров инициирования твердых ВВ с учетом локализации пластической деформации при ударе // Хим. физика.— 1986.— 5, № 4.— С. 539—547.
3. **Мясников В. П.** О постановке задачи обтекания тел вязкопластической жидкостью // ПМТФ.— 1962.— № 4.— С. 52—59.
4. **Гуткин А. М.** Медленное сжатие вязкопластичной дисперсной системы // Коллоидный журнал.— 1962.— 24, № 1.— С. 8—10.
5. **Мясников В. П.** О сдавливании вязкопластического слоя жесткими плитами // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение.— 1963.— № 4.— С. 92—97.
6. **Боболев В. К., Боднева В. Л., Дубовик А. В.** Деформация свинцовых дисков при ударе // ПМТФ.— 1975.— № 5.— С. 153—158.
7. **Андрианкин Э. И.** Растекание вязкой капли при ударе // Там же.— 1966.— № 5.— С. 142—145.
8. **Афанасьев Г. Т., Боболев В. К.** Инициирование твердых ВВ ударом.— М.: Наука, 1968.
9. **Fuller K. N. G., Fox P. G., Field J. E.** The temperature rise at the tip of fast-moving cracks in glassy polimers: Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A.— 1975.— 341, N 1627.— P. 537—557.
10. **Авдеев Е. А., Дубовик А. В.** Влияние скорости нагружения на параметры разрушения и воспламенения тонких слоев твердых ВВ // Хим. физика.— 1988.— 7, № 5.— С. 688—693.
11. **Долгов В. И., Карпухин И. А.** Инициирование твердого нитроглицерина ударом // Детонация и ударные волны: Материалы 8-го Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.— С. 99—101.

г. Москва

Поступила в редакцию 3/II 1992, после доработки — 22/IV 1992