

**ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЖИДКИХ ВЕЩЕСТВ
ПРИ ВЫДАВЛИВАНИИ В ОТВЕРСТИЕ.
I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА**

А. В. Дубовик, М. В. Лисанов

(Москва)

Во многих операциях, связанных с механической переработкой взрывчатых материалов, жидкая или пастообразная масса продавливается через узкие отверстия (зазоры) в конструкциях различных технологических аппаратов. При больших значениях градиентов скоростей потока вязкая масса разогревается настолько, что возможно ее воспламенение и взрыв.

Большинство данных говорит о том, что в этом случае возбуждает взрыв в основном вязкое трение в потоке жидкого взрывчатого вещества (ЖВВ), особенно если его вязкость достаточно большая. Этот вывод подтверждается расчетами температур жидкости [1—4]. Из них следует, что вблизи отверстия (в месте стока ЖВВ) скорость сдвига максимальна и при одинаковой силе удара она больше максимальной величины градиента скорости потока при свободном растекании ЖВВ (на краю ударника), что свидетельствует о более легком возбуждении взрыва в первом случае.

Несмотря на правильный в целом вывод относительно эффективности механизма вязкого разогрева при сходящемся течении ЖВВ, в постановке задач [2—4] имелся ряд упрощающих предположений, которые приводят к завышению температуры (жидкость невязкая, идеализированный характер нагрузки при ударе и пр.). К недостатку работ [2, 3] следует отнести их оторванность от эксперимента. В этой связи представляется необходимым уточнить значение температуры с учетом реальных свойств жидкости и характеристик удара и сравнить теоретические выводы с результатами соответствующих экспериментов. (Теоретический анализ некоторых режимов теплового воспламенения при течении вязких реакционноспособных жидкостей содержится в работах [5—8].)

Задача о воспламенении жидкости, втекающей в отверстие во время удара, решается путем интегрирования системы уравнений баланса массы, импульса и энергии, а также определяющих соотношений, описывающих физическое поведение конкретных материалов. Учитывая, что максимальное давление при ударе много меньше модуля объемной сжимаемости ЖВВ, допустимо рассматривать течение жидкости с постоянной плотностью ρ^0 , а также положить постоянной величину теплоемкости ЖВВ c_p , поскольку рассматриваемый диапазон изменения температур ограничен температурой кипения вещества. Реологическое уравнение состояния, связывающее внутренние напряжения τ_{ij} с кинематическими переменными u_{ij} , запишем в виде степенного закона

$$\tau_{ij} = 2m u_{ij} |\varphi|^{n-1}, \quad (1)$$

где $\varphi = (2u_{k,l} u_{l,k})^{1/2}$ — интенсивность скоростей деформаций сдвига; m и n — показатель неньютоновского поведения и индекс течения вещества. Обычно полагают величину n постоянной, а m — функцией температуры

и давления в потоке. Наиболее убедительна экспоненциальная форма записи $m(p, T)$

$$m = m_* \exp[(U/\mathcal{R} + \alpha p T_0) T^{-1}]. \quad (2)$$

Здесь m_* и α — постоянные коэффициенты; U — энергия активации вязкого течения; \mathcal{R} — газовая постоянная.

Особенность разогрева ЖВВ при ударе состоит в том, что в нем имеется источник тепловыделения, связанный с химической реакцией, которая описывается законом Аррениуса. Введение аррениусовского слагаемого в уравнение баланса тепла и учет выгорания вещества создают серьезные трудности для решения задачи и вместе с тем не позволяют определенно судить о возможности возникновения взрыва, так как в этом случае единственный его показатель — быстрое повышение температуры в потоке вещества, которое может быть обусловлено и чисто гидродинамическими причинами. Поэтому представляется более простым и надежным способом учета эффекта химической реакции в ЖВВ вычисление интеграла

$$f = \int_0^{t'} \frac{dt}{\tau_a |T(t)|}, \quad (3)$$

определяющего вероятность воспламенения при произвольном изменении температуры в реагирующем веществе $T(t)$. Здесь $\tau_a = (QZ\mathcal{R}T^2/c_p E) \times \exp(E/RT)$ — адиабатический период индукции взрыва; Q, Z, E — термокинетические параметры реакции пулевого порядка, характеризующейся высокой скоростью протекания и большим тепловыделением ($E/\mathcal{R}T \gg 1, QE/c_p \mathcal{R}T^2 \gg 1$). По физическому смыслу величина $f < 1$ есть доля периода индукции теплового взрыва.

Согласно (3), взрыв возникает в момент t_b , когда $f(t_b) \geq 1$ при $t_b \leq t_k$, где t_k — время удара.

Покажем, насколько мало отличаются критические параметры иницирования, определяемые уравнением (3) и получаемые при решении уравнения теплового баланса с учетом химической реакции. Для этого воспользуемся его наиболее простой записью с постоянной интенсивностью диссипативного разогрева I

$$d_t T = I/\rho^0 c_p + (QZ/c_p) \exp(E/\mathcal{R}T), \quad T(0) = T_0. \quad (4)$$

Без учета химического тепловыделения расчеты по (3) дают следующие значения температуры вспышки T_b и времени воспламенения t_b :

$$T_b = T_0 \{1 - (\mathcal{R}T_0/E) \ln[1 + (I/QZ\rho^0) \exp(E/\mathcal{R}T_0)]\}^{-1}, \\ t_b = (T_b - T_0) \rho^0 c_p I^{-1}. \quad (5)$$

На рис. 1 показаны зависимости температуры T/T_0 от времени $It/\rho^0 c_p T_0$ при различных значениях I [МДж/(м³·К)], полученные численным интегрированием уравнения (4) при $\rho^0 = 1,2 \cdot 10^3$ кг/м³, $T_0 = 293$ К, $Q = 4,5$ МДж/кг, $E = 146$ кДж/моль, $Z = 4 \cdot 10^{13}$ с⁻¹. Точками отмечены значения, вычисленные по формулам (5). Видно, что периоды индукции взрыва, соответствующие условию $T \rightarrow \infty$, не превосходят величины t_b , найденные по (5), более чем на 2%, поэтому при $t \leq 0,9t_b$ химическим тепловыделением в (4) можно пренебречь. Прогрессивный рост температуры (взрыв) наступает при достижении $T_{кр} \geq 0,95T_b$, когда скорость тепловыделения от химической реакции заметно превосходит интенсивность диссипации тепла.

Таким образом, решая гидродинамическую задачу о разогреве ЖВВ без учета химической реакции и используя формулу (3), можно с погрешностью не более 5% определить критические параметры иницирования и оценить вероятность взрыва жидкости при ударе. Этот метод в данном случае представляется более простым по сравнению с предложенным в [6], поскольку не требует определения поля температур в по-

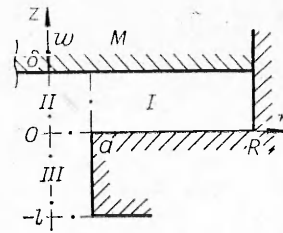
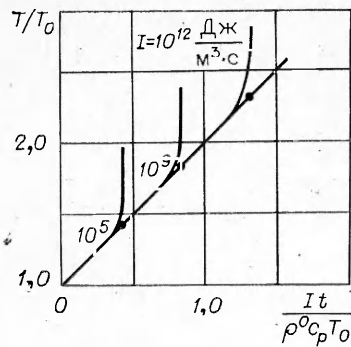


Рис. 2.

Рис. 1.

токе вещества, а лишь знания закона изменения температуры вдоль траектории (лагранжевой) частицы ЖВВ.

Итак, имеется цилиндрическая муфта радиусом R , ограниченная снизу плоским дном, в котором сделано осевое отверстие (фильтра) радиусом a и длиной $l \sim R \gg a$. Внутри муфты без трения перемещается ролик-поршень (ударник) радиусом R и массой m_p , который приводится в движение ударом груза массой $M \gg m_p$, обладающим начальной скоростью $v_0 = -\sqrt{2gH_0}$ (H_0 — высота сбрасывания груза). Вся система нагружения характеризуется механической жесткостью k , зависящей в общем случае от среднего (на площадь воздействия) давления удара $p(t)$.

Плоский зазор между торцами ударника и дном муфты заполнен однородной несжимаемой жидкостью, вязкость которой описывается степенным реологическим законом (1). При смещении поршня вниз жидкость выдавливается в отверстие (утечка жидкости в кольцевой зазор между цилиндрическими стенками ролика и муфты отсутствует) и разогревается. Требуется найти распределение скоростей, давлений и температур в потоке жидкого вещества (ЖВ) и закон торможения груза (рис. 2).

Считаем слой жидкости тонким ($\delta \ll R$), а отверстие узким ($a \ll l$). Тогда при отсутствии скольжения на контактных поверхностях в области плоского зазора (зона I) и внутри отверстия (зона III) осуществляются течения Пуазейля с известным полем скоростей [1, 3].

Для зоны I:

$$a \leq r \leq R, \quad 0 \leq z \leq \delta, \quad \eta = 2z/\delta,$$

$$u_1 = \frac{2n+1}{2(n+1)} \frac{wr}{\delta} \left(\frac{R^2}{r^2} - 1 \right) \left(1 - \left| 1 - \eta \right|^{\frac{n+1}{n}} \right), \quad (6)$$

$$v_1 = \frac{w}{2(n+1)} \left[(2n+1)\eta - n \left(1 + \left| 1 - \eta \right|^{\frac{2n+1}{n}} \right) \right],$$

знак минус для $0 \leq \eta \leq 1$, плюс для $1 \leq \eta \leq 2$;

для зоны III:

$$0 \leq r \leq a, \quad -l \leq z \leq a,$$

$$u_3 = 0, \quad v_3 = Aw(1 - \rho^{1+1/n}), \quad A = \left(\frac{3n+1}{n+1} \right) \frac{R^2}{a^2}, \quad (7)$$

$$w = \frac{d\delta}{dt}, \quad \rho = r/a.$$

Здесь u, v — радиальная и осевая компоненты скорости потока; $w(t) < 0$ — скорость контактной поверхности ударника.

В области входа в отверстие (зона II) уравнению неразрывности и условиям прилипания и непротекания на контактных поверхностях удовлетворяет поле скоростей

$$u_2 = \frac{2n+1}{2(n+1)} \frac{wa}{\delta} \rho \left[A \left(1 - \frac{2n}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right] \left(1 - \left| 1 - \eta \right|^{\frac{n+1}{n}} \right),$$

$$v_2 = \frac{2n+1}{2(n+1)} w \left\{ \left[\eta - \frac{n}{2n+1} \left(1 \mp |1 - \eta| \frac{2n+1}{n} \right) \right] \left[1 - A \left(1 - \rho \frac{n+1}{n} \right) \right] + \frac{2(n+1)}{2n+1} A \left(1 - \rho \frac{n+1}{n} \right) \right\}. \quad (8)$$

Нетрудно убедиться в том, что на границах зоны II ($r = a$, $z = a$) распределение (8) непрерывно переходит в распределения (6) и (7) соответственно.

Найдем профиль давлений. Из условий малой толщины слоя и узости отверстия следует, что в зонах I и III $\tilde{p}_I = \tilde{p}_I(r, t)$ и $\tilde{p}_{III} = \tilde{p}_{III}(r, t)$ соответственно. Поскольку область входа в фильеру достаточно мала по сравнению с остальным потоком, то можно положить \tilde{p}_{II} однородным и равным давлению в начале отверстия

$$p_0 = \tilde{p}_{III}(0, t) = \frac{2(n+1)m l A^n |w|^n}{n a^{n+1}} - \rho^0 l \frac{dw}{dt} A_1, \quad (9)$$

$$A_1 = R^2/a^2.$$

Подставляя (6) в формулу движения в проекции на ось r и осредняя его в пределах от 0 до δ , получим обыкновенное дифференциальное уравнение для $\tilde{p}_I(r, t)$

$$\frac{\partial \tilde{p}_I}{\partial \rho} - \left(\frac{2n+1}{n} \right)^n \frac{2m |w|^n a^{n+1}}{\delta^{2n+1}} \left(\frac{A_1}{\rho} - \rho \right)^n + \frac{\rho^0 w^2 a^2}{2\delta^2} \left(\frac{A_1}{\rho} - \rho \right) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{2n+1}{3n+2} \right) \left(\frac{A_1}{\rho^2} + 3 \right) + D \right], \quad (10)$$

$$\tilde{p}_I(1) = p_0, \quad D = -\frac{d \ln |w|}{d \ln \delta} = \frac{dw}{dt} \frac{\delta}{w^2}.$$

Интегрируя (10) при среднем по ρ значении $\langle m \rangle$, найдем распределение давлений

$$\tilde{p}_I = p_0 + \left(\frac{2n+1}{n} \right)^n \frac{2 \langle m \rangle a^{n+1} |w|^n}{\delta^{2n+1}} B_1(\rho) + \frac{\rho^0 w^2 a^2}{2\delta^2} \left\{ \left(\frac{2n+1}{3n+2} \right) \left[\frac{A_1^2}{2} (1 - \rho^{-2}) + 2A_1 \ln \rho + \frac{5}{2} (1 - \rho^2) \right] + D \left(A_1 \ln \rho - \frac{\rho^2}{2} + \frac{1}{2} \right) \right\}, \quad (11)$$

$$B_1(\rho) = \int_1^\rho \left(\frac{A_1}{x} - x \right)^n dx$$

и среднее давление, действующее на ролик со стороны жидкости,

$$p = p_0 + \left(\frac{2n+1}{n} \right)^n \frac{2 \langle m \rangle a^{n+1} |w|^n}{R^2 \delta^{2n+1}} B_2 + \frac{\rho^0 w^2 a^2}{4\delta^2} \left\{ \left(\frac{2n+1}{3n+2} \right) \left(A_1^2 + A_1 \ln A_1 - \frac{9}{2} A_1 + 5 - \frac{3}{2A_1} \right) \left(A_1 \ln A_1 - \frac{3}{2} A_1 + 2 - \frac{1}{2A_1} \right) \frac{\delta}{w^2} \frac{dw}{dt} \right\}, \quad (12)$$

$$B_2 = \int_1^{\sqrt{A_1}} (A_1 - x^2)^{n+1} x^{-n} dx.$$

В случае $n = 1$ (нормальновязкая жидкость) интегралы B_1 и B_2 легко вычисляются и из (12) получаем формулу для среднего давления в ЖВ [2, 4]

$$p = p_0 + \frac{c_1}{A_1} \left[-\frac{3 \langle \mu \rangle w R^2}{\delta^3} + \frac{3}{10} \frac{\rho^0 R^2 w^2}{\delta^2} \left(1 + \frac{5}{6} \frac{\delta}{w^2} \frac{dw}{dt} + \frac{c_2}{2c_1} \right) \right],$$

$$c_1 = A_1 \ln A_1 - 3A_1/2 + 2 - A_1, \quad (13)$$

$$c_2 = A_1^2 - A_1 \ln A_1 + 1 - 1/2A_1,$$

$$p_0 = -8 \langle \mu \rangle l A_1 w a^{-2} - \rho^0 l A_1 \frac{dw}{dt}.$$

Полагая жидкость нетеплопроводной, из уравнения баланса тепла получим общую формулу для диссипативного разогрева в плоском зазоре I

$$\Theta_I = T_I - T_0 = \left(\frac{2n+1}{n} \right)^{n+1} \frac{a^{n+1}}{\rho^0 c_p} \int_0^t \frac{m |w|^{n+1} \varphi_I(t)}{\delta^{2(n+1)}} dt,$$

$$\varphi_I = [(A_1/\rho - \rho) |1 - \eta|^{1/n}]^{n+1}, \quad (14)$$

$$\Theta_I(0) = 0,$$

m — функция лагранжевой температуры частицы $\Theta_I(r, z, t)$. Связь между текущими и лагранжевыми координатами установим с помощью следующих соотношений:

$$\left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)_{r_0, z_0} = u_1, \quad \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{r_0, z_0} = v_1, \quad r(r_0, z_0, 0) = r_0, \quad z(r_0, z_0, 0) = z_0. \quad (15)$$

Подставляя (6) в (15), получим

$$\rho = \left\{ A_1 - (A_1 - \rho_0^2) \left[\frac{\delta_0 (\delta + c)}{\delta (\delta_0 + c)} \right]^{\frac{2n+1}{n+1}} \right\}^{1/2}, \quad (16)$$

$$\eta = 1 \mp \left(\frac{c}{\delta + c} \right)^{\frac{n}{n+1}}, \quad c = \frac{\delta_0 \left(1 - |1 - \eta_0|^{\frac{n+1}{n}} \right)}{|1 - \eta_c|^{\frac{n+1}{n}}},$$

знак минус для $0 \leq \eta \leq 1$, плюс для $1 \leq \eta \leq 2$. В момент времени $t = t_1$ частица входит в зону II , при этом $\rho(t_1) = \rho_1 = 1$, $\eta(t_1) = \eta_1$.

Используя процедуру, примененную для получения формул (14) — (16), найдем для зоны II

$$\frac{d\Theta_{II}}{dt} = \frac{m}{\rho^0 c_p} \left[\left(\frac{2n+1}{n+1} \right) \frac{|w|}{\sqrt{2}\delta} \right]^{n+1} \varphi_{II}, \quad \Theta_{II}(t_1) = \Theta_1,$$

$$\varphi_{II} = \left\{ \left(1 - |1 - \eta|^{\frac{n+1}{n}} \right) \left[A \left(1 - \frac{(2n+1)}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right]^2 + \right.$$

$$+ \left[A \left(1 - \frac{2n}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right]^2 + 4 \left[A \left(1 - \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right]^2 \left. \right\} +$$

$$+ \frac{2a^2}{\delta^2} \left(\frac{n+1}{n} \right)^2 |1 - \eta|^{\frac{2}{n}} \rho^2 \left[A \left(1 - \frac{2n}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right]^2 +$$

$$+ \frac{\delta^2}{2a^2} \left(\frac{n+1}{n} \right)^2 A^2 \rho^{\frac{2}{n}} \left[\eta \pm \frac{n}{2n+1} |1 - \eta|^{\frac{2n+1}{n}} - \frac{3n+2}{2n+1} \right]^2 \pm$$

$$\pm 2A \left(\frac{n+1}{n} \right)^2 |1 - \eta|^{\frac{1}{n}} \left[\eta \pm \frac{n}{2n+1} |1 - \eta|^{\frac{2n+1}{n}} - \right.$$

$$\left. - \frac{3n+2}{2n+1} \right] \rho^{\frac{n+1}{n}} \left[A \left(1 - \frac{2n}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right]^{\frac{n+1}{2}}. \quad (17)$$

Функции $\rho(t)$ и $\eta(t)$ определяются из уравнений

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{2n+1}{2(n+1)} \frac{w\rho}{\delta} \left[A \left(1 - \frac{2n}{3n+1} \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) - 1 \right] \left(1 - |1 - \eta|^{\frac{n+1}{n}} \right),$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{w}{\delta} \left[A \left(1 - \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) \frac{3n+2 - (2n+1)\eta \mp n|1 - \eta|^{\frac{2n+1}{n}}}{n+1} + \right.$$

$$\left. + \frac{n}{n+1} \left(\eta - 1 \pm |1 - \eta|^{\frac{2n+1}{n}} \right) \right] \quad (18)$$

с начальными условиями $\eta(t_1) = \eta_1$, $\rho(t_1) = \rho_1 = 1$ или, если частица до удара находилась непосредственно в зоне *II*, $\eta(0) = \eta_0$, $\rho(0) = \rho_0$.

Поскольку область входа в отверстие *II* неплоская ($\delta \sim a$), то выражение для диссипативной функции $\Phi_{II}(r, z, t)$ записывается с учетом всех производных u_{ij} и получается несколько громоздким.

Для разогрева частицы в зоне *III* имеем

$$\frac{d\Theta_{III}}{dt} = \frac{m}{\rho^0 c_p} \left[\left(\frac{n+1}{n} \right) \frac{A|w|}{a} \right]^{n+1} \rho_2^{\frac{n+1}{n}}, \quad (19)$$

$$\eta = 2A \left(1 - \rho^{\frac{n+1}{n}} \right) (1 - \delta_2/\delta), \quad \Theta_{III}(t_2) = \Theta_2,$$

δ_2 и ρ_2 — толщина слоя жидкости и радиальная координата частицы в момент $t = t_2$, когда она переходит в зону *III* (в это время $\eta_2 = 0$). Окончательно частица покидает отверстие в момент $t = t_3$, при этом

$$\delta_3 = \delta_2 - l/A \left(1 - \rho_2^{\frac{n+1}{n}} \right).$$

Время движения всех частиц t_k находится из закона торможения груза, который для случая квазистатического воздействия (пренебрегаем временем циркуляции волн сжатия в системе нагружения по сравнению с полным временем удара) записывается так [1]:

$$\frac{dv}{dt} = pS/M, \quad \frac{dp}{dt} = \frac{k}{S} (w - v), \quad w = \frac{d\delta}{dt}, \quad (20)$$

$$v(0) = v_0, \quad p(0) = 0, \quad w(0) = 0, \quad \delta(0) = \delta_0, \quad S = \pi R^2,$$

где v — скорость центра масс системы нагружения и

$$k = \begin{cases} 2,737 \cdot 10^4 p^{0,48} \text{ Н/м при } p \leq 0,18 \text{ ГПа,} \\ 2,3 \cdot 10^8 \text{ Н/м при } p \geq 0,18 \text{ ГПа.} \end{cases} \quad (21)$$

Зависимость $k(p)$ определена экспериментально из обсчета осциллограмм $p(t)$ при холостом ударе.

Таким образом, выражения (2), (3), (12) — (21) есть замкнутая система обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка, описывающих течение, разогрев и воспламенение взрывчатой неньютоновой жидкости, выдавливаемой из муфты под действием удара по ролику. Заметим, однако, что при произвольном значении n решить систему не просто даже с применением мощной ЭВМ, что связано с невозможностью прямого вычисления интегралов B_1 и B_2 в (11), (12). Поэтому численно задача выполнена лишь в случае $n = 1$. При других величинах n получены полуэмпирические решения с использованием экспериментальных данных по зависимостям $p(t)$ при ударе.

Ниже на примере простых случаев течений дан анализ полученных уравнений, результаты которого использованы при последующем обсуждении экспериментальных данных.

Приведем формулы для максимальных значений разогревов изовязкого ЖВ для течений в областях *I* и *III*. В случае сдавливания жидкости с постоянной скоростью $w = v_0$, используя (14), находим, что максимальный разогрев в зоне *I* имеет место в точке $\rho = 1$, $\eta = 0$ (на входе в фильеру) и составляет

$$\Theta_{1m} = \frac{m v_0^n a^{n+1}}{\rho^0 c_p \delta_0^{2n+1}} \left(\frac{2n+1}{n} \right)^{n+1} \frac{(A_1 - 1)^{n+1}}{(2n+1)} (x^{2n+1} - 1), \quad (22)$$

где $x = \delta_0/\delta$ — степень сжатия слоя ЖВ.

Как следует из (19), максимум разогрева в зоне *III* достигается в точке $\rho = 1$, $z = -l$ (на выходе из фильеры)

$$\Theta_{3m} = \frac{m l v_0^n}{\rho^0 c_p a^{n+1}} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^{n+1} A_1^{n-1}. \quad (23)$$

Вычислим отношение Θ_{1m}/Θ_{3m} , учитывая, что изменение толщины слоя ЖВ связано с l условием материального баланса $l = A_1^2 \delta_0 (1 - x^{-1})$:

$$\Theta_{1m}/\Theta_{3m} = \left[\frac{(2n+1)}{(3n+1)} \left(\frac{a}{\delta_0} \right)^2 \right]^{n+1} \sigma(x), \quad \sigma(x) = \frac{x(x^{2n+1}-1)}{(x-1)(2n+1)}. \quad (24)$$

Функция $\sigma(x)$ неограниченно возрастает при увеличении x от 1 (здесь ее значение равно 1) до ∞ . Поэтому при больших степенях сжатия слоя разогрев ЖВ обусловлен исключительно течением в области плоского зазора l . В начале удара разогрев также связан с диссипацией энергии в области l , если толщина слоя невелика ($\delta_0 < a$). И только в случае малого отверстия $a \ll \delta_0$ жидкость нагревается главным образом из-за течения в зоне III.

Как видно из (22), при $a \rightarrow R$ разогрев ЖВ незначителен, но если $a \rightarrow 0$, то $\Theta_{1m} \rightarrow \infty$. На самом деле в случае малых отверстий разогрев невелик из-за теплопотерь из жидкости в стенки муфты. Деформируемость системы нагружения при ударе также играет роль стока энергии и снижает разогрев. В результате максимум температуры ЖВ достигается при некотором промежуточном значении $0 < a_* < R$. Покажем это на примере безынерционного течения нормальной жидкости при наличии сравнительно узкого отверстия ($a \ll \delta$). Сила, тормозящая ударник, $p_0 = -\frac{8\mu l R^2 w}{a^4}$. Подстановка p_0 в (20) приводит к уравнению 2-го порядка относительно $p(t)$, решение которого в случае $\mu > a^4 \sqrt{Mk}/16\pi l R^2$ записывается так:

$$\Pi = \frac{\exp(-\gamma\tau)}{\sqrt{1-\gamma^2}} \sin(\sqrt{1-\gamma^2}\tau), \quad (25)$$

$$\Pi = p/p_x, \quad \tau = t/t_x, \quad p_x = v_0 S^{-1} \sqrt{Mk}, \quad t_x = \pi(Mk)^{1/2}, \\ \gamma = p_x a^4 / 16\mu l v_0 R^2.$$

Отсюда полное время удара $\tau_k = \pi(1-\gamma^2)^{-1/2}$. Используя (25) и (19), найдем средний (по сечению отверстия) разогрев ЖВ в конце удара

$$\langle \theta \rangle_k = \frac{(a/R)^2}{4\gamma} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right) \right], \quad (26)$$

$$\langle \theta \rangle_k = \langle \Theta_k \rangle \frac{8\pi^2 \rho^0 c_p \mu^2 R^2}{M v_0^2 \sqrt{Mk}}.$$

Функция $\langle \Theta_k \rangle$ достигает максимального значения $\langle \Theta_k \rangle^* = 0,0264 M v_0^2 (M/k)^{1/4} / \rho^0 c_p l R^2 (\mu l)^{1/2}$ в точке $a_* = 2,8R [\mu l / (Mk)^{1/2}]^{1/4}$. При $a \rightarrow 0$ $\langle \Theta_k \rangle \rightarrow 0$.

Важным выводом из полученных формул является зависимость положения максимума разогрева и его величины от вязкости ЖВ: $a_* \sim \mu^{1/4}$, $\Delta T_k^* \sim \mu^{-1/2}$. Это значит, что при испытании ЖВВ на чувствительность к удару в приборе с фильерой установить степень взрывоопасности веществ с различной текучестью невозможно, так как только случайным образом заданный диаметр фильеры может обеспечить максимальный разогрев ЖВВ. При $a \cong a_*$ разогрев жидкости меньше максимального, и, следовательно, частота взрывов меньше максимально возможной для данного ЖВВ.

Рассмотрим вопрос об устойчивости сжатия слоя вязкой жидкости при ударе, подразумевая под этим следующее. Как следует из формулы (13), для среднего давления в ЖВ при $\langle \mu \rangle = \text{const}$ давление p зависит только от w и δ . В начале удара $|w|$ уменьшается не слишком сильно и при $\delta \rightarrow 0$ давление должно монотонно возрастать, и только в конце удара из-за резкого уменьшения $w \rightarrow 0$ оно спадает до нуля. Иная картина наблюдается при учете зависимости $\langle \mu \rangle$ от средней температуры в ЖВ.

При этом возможен спад p в начале сжатия при почти постоянной скорости сдвигания $w \approx v_0$.

Для простоты доказательства ограничимся анализом безынерционного течения при достаточно широком отверстии. В этом случае формула (13) приближенно записывается так:

$$g = p/p_n = \tilde{\mu} y x^3, \\ y = w/v_0, x = \delta_0/\delta, p_n = -3\mu v_0 R^2 \delta_0^{-3} (\ln A_1 - 3/2),$$

где $\tilde{\mu} = \mu/\mu_0$ — безразмерная функция температуры, которую для дальнейшего удобно представить в виде

$$\mu = \exp[-\kappa(\langle T \rangle - T_0)], \kappa = U/\mathcal{R}T_0^2.$$

Введем безразмерную температуру $\vartheta = (\langle T \rangle - T_0)\rho^0 c_p/p_n$ и запишем уравнение баланса тепла (14) для средней температуры в плоском зазоре l :

$$\frac{d\vartheta}{dx} = y x^2 \exp(-\lambda\vartheta), \\ \vartheta(1) = 0, \lambda = \kappa p_n/\rho^0 c_p,$$

интегрируя которое при $y = 1$, найдем ϑ и

$$g = x^3 [1 + (\lambda/3)(x^3 - 1)]^{-1}.$$

Из последнего выражения следует, что производная $\frac{dg}{dx} \leq 0$, если $\lambda \geq 3$, т. е. величина

$$\frac{\mu_0 |v_0| R^2 U}{\mathcal{R} T_0^2 \rho^0 c_p \delta_0^3} (\ln A_1 - 3/2) \geq 1. \quad (27)$$

Формула (27) выражает условие тепловой неустойчивости втекания жидкости в отверстие — сжатие растёт, а давление, достигнув значения p_n , падает, асимптотически приближаясь к величине $3\lambda^{-1}$. Из (27) следует, что потеря несущей способности слоя ЖВ, аналогичная процессу теплового разрушения пластической прослойки при ударе [9], протекает тем интенсивнее, чем больше вязкость и скорость удара, меньше радиус отверстия и толщина слоя ЖВВ, а также чем сильнее зависимость вязкости от температуры.

Поступила в редакцию 5/XI 1984,
после доработки — 21/II 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
2. С. М. Муратов, А. П. Амосов, С. П. Бажанов и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
3. А. В. Дубовик. ИФЖ, 1980, 39, 4, 710.
4. А. В. Дубовик, М. В. Лисанов. Хим. физ., 1984, 3, 2, 274.
5. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4, 502.
6. А. П. Амосов, С. А. Бостаиджян, Ж. А. Зиниско и др. ФГВ, 1976, 12, 1, 59.
7. И. Г. Дик. ФГВ, 1976, 12, 4, 61.
8. А. М. Гришани, В. Б. Немпровский, В. Ф. Панфи. ФГВ, 1977, 13, 2, 156.
9. А. В. Дубовик. ФГВ, 1980, 16, 4, 103.