

5. А. С. Дьяков, А. К. Пискунов, Е. И. Черкасов. Квантовая электроника, 1975, 2, 7, 1419.
6. J. A. Blauser, G. R. Nikerson. AIAA Paper, № 76-536.
7. D. J. Miller, R. C. Millikan. J. Chem. Phys., 1970, 53, 8, 3384.
8. W. H. Green, J. K. Hancock. J. Chem. Phys., 1973, 59, 8, 4326.
9. D. F. Stagg, J. K. Hancock, W. H. Green. J. Chem. Phys., 1974, 61, 12, 5421.
10. Г. И. Козлов, В. Н. Иванов и др. ЖЭТФ, 1975, 68, 5, 1647.
11. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1972, 5, 23.
12. А. И. Ананькин. Квантовая электроника, 1975, 2, 1, 148.
13. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1976, 3, 5, 960.
14. Брунне, Милевский и др. РТК, 1976, 14, 3, 77.
15. T. A. Cool. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9, 3563.
16. А. А. Веденов, А. П. Напартович. Теплофизика высоких температур. 1974, 12, 5, 952.
17. В. П. Пименов, Н. Б. Родионов, В. А. Щеглов. Квантовая электроника, 1977, 4, 2, 355.

## МЕХАНИЧЕСКАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПАСТООБРАЗНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ МАТЕРИАЛОВ. I. ЗАРЯДЫ СО СПЛОШНОЙ СТРУКТУРОЙ

А. В. Дубовик, В. Л. Боднева, А. А. Денисаев

(Москва)

По типу механического поведения некоторые взрывчатые вещества и пороха относятся к неньютоновским жидкостям, характерная особенность которых состоит в наличии малого по величине предела прочности (текучести) и нелинейной зависимости между девиатором напряжений  $s_{ij}$  и тензором скоростей деформации сдвига  $\xi_{ij}$ . Часто указанную связь представляют в виде степенного закона [1]

$$s_{ij} = 2m |2\xi_{ki}\xi_{ik}|^{(n-1)/2} \xi_{ij}, \quad (1)$$

где  $m$  — показатель консистенции жидкости;  $n$  — индекс неньютоновского поведения. В частном случае при  $n=1$  из (1) получается ньютоновское реологическое уравнение для жидкого вещества.

Жидкость с псевдопластическим поведением, кажущаяся вязкость которой  $\mu_a = m |2\xi_{ki}\xi_{ik}|^{(n-1)/2}$  убывает с ростом скорости сдвига, соответствует  $n < 1$ . При  $n > 1$  рассматриваемая модель описывает механическое поведение дилатантных жидкостей.

Вискозиметрическими исследованиями установлено, что большинству ПВМ — пастообразным взрывчатым материалам (пластичные взрывчатые составы, неотвержденные топливные массы, пастообразные смесевые топлива и др.) — присущ псевдопластический тип течения с показателем  $n \approx 0,4 \div 0,6$ . Ниже приведены экспериментальные данные для кажущейся вязкости модельного пастообразного топлива на основе перхлората аммония (80%), алюминия (5%) и связки в виде бутилкаучука, пластифицированного трансформаторным маслом (состав ПТ-М), полученные при 20°C.

$\xi, \text{ c}^{-1}$	0,001	0,03	0,1	0,3	1,0	3	10
$\mu_a, 10^4 \text{ Пз}$	8,4	5,5	3,25	2,0	1,1	0,65	0,37

Зависимость  $\mu_a(\xi)$  аппроксимируется степенной функцией вида

$$\mu_a = m |\xi|^{n-1}$$

с показателем  $n=0,55$  и множителем  $m=10\,600 \text{ Пз} \cdot \text{c}^{-0,45}$ . Величина  $n$

практически не зависит от параметров состояния вещества, а  $m$  — весьма сильно. Так, при изменении температуры от  $-50$  до  $+50^\circ\text{C}$  кажущаяся вязкость состава ПТ-М уменьшается от  $3 \cdot 10^5$  до  $3 \cdot 10^3$  Пз. Аппроксимирующая формула температурной зависимости консистенции ПТ-М записывается в виде

$$m = 0,15 \exp(3280 T^{-1}),$$

$$223 \leq T \leq 323 \text{ К.} \quad (2)$$

Данные о зависимости консистенции ПВМ от давления отсутствуют. Однако исходя из определенного сходства в механическом поведении и физической структуре рассматриваемых материалов и большинства жидких дисперсных систем, можно ожидать, что консистенция ПВМ будет изменяться с давлением аналогичным образом, следуя экспоненциальному закону  $m = m_0 e^{\gamma P}$ , где  $\gamma$  — константа вещества [2].

Сведения о чувствительности ПВМ к механическим воздействиям весьма немногочисленны. Отчасти это обстоятельство связано с тем, что систематические исследования эффективности тех или иных механизмов инициирования ПВМ до настоящего времени практически не проводились.

Исходя из известных физических представлений о протекании процессов возбуждения и развития взрыва в жидких и твердых ВВ [3, 4], можно сделать вывод о том, что наиболее эффективными механизмами инициирования ПВМ должны быть разогрев из-за вязкой диссипации энергии механического воздействия и подъем температуры вследствие (квази) адиабатического сжатия при ударе газовых включений, если таковые имеются в массе исследуемого вещества.

В этой работе рассматривается механическое поведение образцов ПВМ со сплошной физической структурой и оценивается эффективность диссипативного механизма инициирования взрыва при ударе. Для упрощения анализа реодинамической картины удара по ПВМ сделаем следующие предположения. Будем считать, что исследуемое вещество механически однородно. Это предположение справедливо в начале удара, когда толщина нагружаемого образца ( $\delta_0 \approx 1$  мм) существенно превышает размер частиц компонентов ПВМ ( $\leq 0,1$  мм), но теряет силу на заключительной стадии удара, когда толщина сжатой прослойки становится меньше  $0,1$  мм. Как будет видно из дальнейшего, интересующие нас эффекты механического инициирования ПВМ имеют место в начальные или промежуточные моменты удара, во время протекания которых структуру потока можно положить квазиоднородной.

Далее предположим, что среда является односкоростной. Действительно, скорость растекания вещества из-под соударяющихся поверхностей радиусом  $R$  равна  $\bar{u} = 0,5R|\omega|\delta^{-1}$ , где  $\omega = d\delta/dt$  — скорость осевого перемещения ударника. Если бы движение жидкого компонента ПВМ происходило независимо от твердого со скоростью  $\bar{u}$ , то среднее (по площади контакта) давление при ударе должно было бы составлять величину  $p \sim \mu \bar{u} R \varepsilon^{-2} \sim \mu |\omega| R^2 / \delta \varepsilon^2$ , где  $\varepsilon$  — размер промежутков между частицами твердого наполнителя. Для типичных значений  $\mu = 10^2$  Пз,  $|\omega| = 2$  м/с,  $R = 1$  см,  $\delta = 1$  мм,  $\varepsilon \leq 10^{-2}$  мм находим  $p \geq 200$  кбар, что на порядок величины превышает максимальное давление в лабораторном опыте с ударом на копре.

Наконец, будем считать, что ПВМ подчиняется реологическому уравнению состояния (1) с постоянным значением параметра  $m$ . Температурную зависимость консистенции (2) используем для оценки влияния начальной температуры образца на величину диссипативного разогрева ПВМ при механическом воздействии.

Решение реодинамической задачи об осесимметричном растекании тонкого ( $\delta \ll R$ ) слоя однородной несжимаемой неньютоновской жидкости при ударе со скоростью  $\omega_0 < 0$  получено в [5]. В случае сравнитель-

но медленного ( $Re = \rho_0 |\omega| \delta \mu_0^{-1} < 1$ ) режима растекания вязкого вещества формулы для среднего давления  $p$  и радиальной  $u$  и осевой  $v$  составляющих скорости потока имеют вид

$$p = \left(\frac{2n+1}{n}\right)^n \frac{2m}{n+3} \frac{|\omega|^n R^{n+1}}{\delta^{2n+1}},$$

$$u = -\frac{2n+1}{2(n+1)} \frac{\omega r}{\delta} \left[1 - |1 - \eta|^{\frac{n+1}{n}}\right],$$

$$v = \frac{\omega}{2(n+1)} \left\{ (2n+1)\eta - n \left[1 \mp |1 - \eta|^{\frac{2n+1}{n}}\right] \right\}, \quad \eta = \frac{27}{8}. \quad (3)$$

Знак минус берется при  $0 \leq \eta \leq 1$ , плюс — при  $1 \leq \eta \leq 2$ . Запишем уравнение торможения контактной поверхности ударника слоем ПВМ. Поскольку осевое перемещение центра инерции груза складывается из величин сжатия прослойки  $|\delta_0 - \delta|$  и упругой деформации элементов системы нагружения  $|pSk^{-1}|$ , использование 2-го закона Ньютона дает

$$d^2/d\tau^2 \cdot (x^{-1} - 1 - \alpha P) = \beta P, \quad (4)$$

где  $\tau = t/t_0$ ;  $x = \delta_0/\delta$ ;  $t_0 = \delta_0 |\omega_0|^{-1}$ ;

$$P = p/p_0 = y^n x^{2n+1}, \quad p_0 = \left(\frac{2n+1}{n}\right)^n \frac{2m}{n+3} \frac{|\omega_0|^n R^{n+1}}{\delta_0^{2n+1}};$$

$y = \omega/\omega_0$ ;  $\alpha = p_0 S/k\delta_0$ ;  $\beta = p_0 S\delta_0/M\omega_0^2$ ;  $M$  — масса груза;  $k$  — жесткость элементов системы нагружения.

Уравнение (4) вместе с кинематическим соотношением  $dx/d\tau = x^2 y$  образует (после введения неизвестной функции  $\varphi = dy/d\tau$ ) автономную систему из трех дифференциальных уравнений, которая имеет решение при следующих начальных условиях:

$$x(0) = y(0) = 1, \quad \varphi(0) = -\beta.$$

Интегрирование осуществляется в области  $[0, \tau_R]$ , где  $\tau_R$  — момент остановки контактной поверхности ударника  $y(\tau_R) = 0$ . Располагая функциями  $x(\tau)$  и  $y(\tau)$ , найдем изменение давления при ударе  $P(\tau)$ , скорости радиального потока ПВМ

$$\bar{u} = \bar{u}_0 x y, \quad \bar{u}_0 = |\omega_0| R/2\delta_0,$$

скорости сдвига вещества

$$\xi = \xi_0 x^2 y, \quad \xi_0 = (2n+1) \bar{u}_0 / \delta_0 (n+1),$$

скорости объемного тепловыделения

$$q = q_0 (y x^2)^{n+1}, \quad q_0 = (n+3) \rho_0 / 2t_0,$$

адиабатического разогрева

$$\Theta = \frac{\bar{n}}{2n+1} \Theta_0 \int_0^\tau y^{n+1} x^{2(n+1)} d\tau, \quad \Theta_0 = \frac{(2n+1)(n+3) p_0}{2\bar{n} \rho_0 c_p^n}. \quad (5)$$

Здесь величины  $\bar{u}$ ,  $q$ ,  $\xi$  и  $\Theta$  осреднены по толщине слоя от 0 до  $\delta$  в точке максимума  $r=R$ . Заметим, что средняя величина разогрева ПВМ связана с максимальной (по абсолютному значению) соотношением  $\Theta = \Theta_{\max} n / (2n+1)$ .

Из-за теплопроводности величина максимального разогрева ПВМ уменьшается и распределение температур вдоль толщины слоя характеризуется наличием максимума не на контактных поверхностях ударника и наковальни, как в случае адиабатического режима течения вещества, а на некоторой глубине  $z_m$  внутри образца, которая определяется условием теплоотдачи на контактной границе.

Для определения поля температур в деформируемом слое ПВМ обратимся к приближенному решению уравнения баланса энергии, которое запишем без учета химических источников тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{m}{\rho_0 c_p^0} \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|^{n+1},$$

$$T(0, r, z) = T(t, r, z) |_{z=0, \delta} = T_0; \quad \partial T / \partial z |_{z=\delta/2} = 0. \quad (6)$$

Здесь  $\kappa_0 = \lambda_0 / \rho_0 c_p^0$  — коэффициент температуропроводности ПВМ,  $T_0$  — начальная температура образца.

Сравнительно простая (в виде одночлена) запись диссипативного слагаемого обязана предположению о малой толщине слоя, вследствие которого  $\partial / \partial z \gg \partial / \partial r$ ,  $u \gg v$ , поэтому величины остальных компонентов тензора скоростей деформации  $\xi_{ij}$  считаются небольшими. В рамках этого допущения расчет температуры вещества выполняется с точностью порядка  $\delta/R$ .

В формулировке краевых условий (6) заложены представления о симметрии профиля температур относительно середины слоя и отсутствии нагревания контактных поверхностей, так как обычно температуропроводность материала ударника и наковальни  $\kappa_n \gg \kappa_0$ . Ищем решение уравнения (6) в виде функции

$$T = T_0 + \Theta_0 (r/R)^{n+1} c(\tau) \eta (1-\eta)^{(n+1)/n}, \quad (7)$$

удовлетворяющей начальным и граничным условиям задачи. Подставляя (7) и (4) в уравнение (6) и интегрируя его по  $\eta$  в пределах от 0 до 1, получим уравнение для  $c(\tau)$ :

$$\frac{dc}{d\tau} + cx \left[ \frac{6n^2 + 9n + 1}{4(3n + 2)} y + \frac{(2n + 1)(3n + 1)}{n^2} \gamma x \right] = \frac{3n + 1}{n} y^{n+1} x^{2(n+1)}, \quad (8)$$

$$\gamma = -4\kappa_0 / \delta_0 \omega_0, \quad c(0) = 0,$$

решение которого позволяет определить закон изменения максимальной температуры ПВМ, вычисленной в точке  $r=R$ ,  $\eta=n/(2n+1)$ :

$$T_{\max} = T_0 + \frac{n\Theta_0}{2n+1} \left( \frac{n+1}{2n+1} \right)^{\frac{n+1}{n}} c(\tau). \quad (9)$$

Следует отметить, что формулы для температур (5) и (9) получены в предположении изоконсистентности ПВМ. Однако вследствие того, что разогрев снижает величину  $m$ , а под давлением она возрастает, то в первом приближении можно считать указанные эффекты взаимно компенсирующими и  $m = \text{const}$ . Заметим, однако, что учесть влияние на разогрев ПВМ зависимости консистенции от температуры можно путем введения функции

$$\psi = m_0 \int [dT/m(T)] \quad (10)$$

в уравнение (6). В результате вид последнего практически не будет отличаться от исходного, однако  $m$  в нем становится постоянным параметром [6]. Оценка величины  $T$  по найденным значениям  $\psi$  проводится путем пересчета по формуле (10).

Рассмотрим полученные результаты. На рис. 1 приведены две кривые, показывающие изменение давления при ударе по слою ПВМ с различными значениями  $m=10^4$  (сплошная кривая) и  $3 \cdot 10^4$  Пз·с<sup>-1/2</sup> (штриховая). Они рассчитаны при условиях  $\delta_0=0,5$  мм,  $R=0,5$  см,  $\omega_0=2,215$  м/с,  $M=10$  кг,  $k=150$  кбар·см (давление «холостого» удара  $p_x=10,92$  кбар). Точки — данные эксперимента с составом ПТ-М при одинаковых условиях удара на копке К-44-2. Они получены с помощью проволочного тензодатчика, вмонтированного в испытательный прибор

со свободным истечением вещества (№ 2 по Н. А. Холево). Из рис. 1 видно, что в начале удара экспериментальные результаты хорошо описываются теоретически при  $m=3 \cdot 10^4 \text{ Пз} \cdot \text{с}^{-1/2}$ , тогда как на промежуточной стадии лучшее сравнение с экспериментом наблюдается в случае  $m=10^4 \text{ Пз} \cdot \text{с}^{-1/2}$ . Это объясняется разогревом ПТ-М во время удара и соответствующим уменьшением консистенции на его промежуточной стадии.

Динамика изменения основных характеристик удара и параметров механического состояния ПТ-М показана на рис. 2, кривые на котором рассчитаны для случая  $m=3 \cdot 10^4 \text{ Пз} \cdot \text{с}^{-1/2}$  при прочих указанных выше условиях. Точкой отмечен средний из множества опытов момент регистрации взрыва ПТ-М.

Давление в образце при возникновении взрыва составляет  $p_v=2,8 \text{ кбар}$ . Согласно расчету  $\delta_v=53 \text{ мкм}$ ,  $\omega_v=0,46 \text{ м/с}$ ,  $\xi_v=5,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Delta T_{\text{max}}^B = (T_{\text{max}} - T_0)_v = 260 \text{ К}$ ,  $\Theta_v = 178 \text{ К}$  ( $\Theta_{\text{max}}^B = 712 \text{ К}$ ).

Из-за отсутствия экспериментальных данных о кинетике термического распада ПТ-М невозможно теоретически оценить, достаточны ли

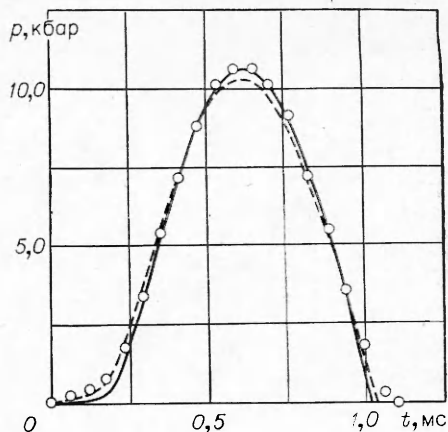


Рис. 1.

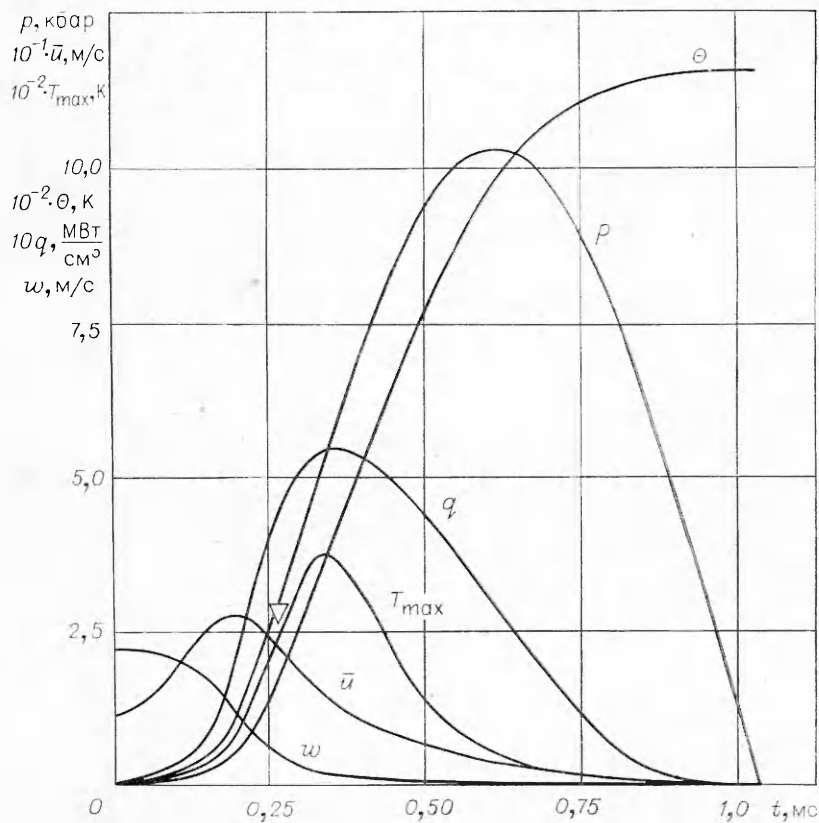


Рис. 2.

Параметры	Ед. изм	Варианты расчетов							
		исходный	$m=10^5$ Пз·с <sup>-1/2</sup>	$n=0,75$	$w_0=4$ м/с	$R=1$ см	$\delta_0=$ $=1$ мм	$k=300$ кбар·см	$M=2,5$ кг
$u_{max}$	м/с	40,02	18,91	14,58	66,05	36,44	39,66	50,32	38,93
$\Delta T_{max}$	К	226,5	622,6	828,1	344,7	163,4	224,6	321,6	209,1
$q_{max}$	МВт/см <sup>3</sup>	5,956	4,810	4,671	11,78	1,188	5,909	11,53	4,626
$\xi_{max}$	10 <sup>6</sup> ·с <sup>-1</sup>	1,38	0,258	0,143	2,17	0,471	1,37	2,14	1,17
$p_{max}$	кбар	10,53	10,07	10,17	19,51	2,516	10,47	14,72	4,806
$\Theta_k$	К	1224	1078	1127	2343	267,5	1218	1696	519,8
$t_k$	мс	0,906	1,004	0,978	0,933	1,000	1,258	0,795	0,623
$\delta_k$	мкм	4,97	23,4	38,9	3,28	25,4	2,47	4,42	10,4

полученные значения разогрегов для возбуждения взрыва при ударе. Однако определенные указания на то, что найденные температуры близки или несколько превышают критические, можно получить из результатов кинетических исследований процесса разложения перхлората аммония (ПХА) и горючих смесей на его основе [7—9], согласно которым первичная (низкотемпературная) стадия распада ПХА протекает при 260—300°C (глубина разложения достигает 30%), а воспламенение смесевых составов в зависимости от природы горючего компонента происходит и при более низких температурах.

Чтобы составить общее представление о закономерностях изменения экспериментальных значений параметров состояния ПВМ в зависимости от условий удара, обратимся к таблице, в которой представлены результаты расчетов максимальных величин скорости потока  $\bar{u}_{max}$ , температуры  $\Delta T_{max}$ , скорости объемного тепловыделения  $q_{max}$ , давления  $p_{max}$  и скорости сдвига вещества  $\xi_{max}$ , а также конечные значения адиабатического разогрева  $\Theta_k$ , толщины слоя  $\delta_k$  и времени удара  $t_k$ . Указанные в таблице варианты являются производными (с заменой одного из начальных условий удара) от исходного, для расчета которого было принято:  $n=0,5$ ,  $m=10^4$  Пз·с<sup>-1/2</sup>,  $M=10$  кг,  $w_0=2,215$  м/с,  $R=1$  см,  $\delta_0=0,5$  мм,  $k=150$  кбар·см. Перечисленные условия удара характеризуют типичную постановку опытов по исследованию чувствительности ВВ к механическим воздействиям.

При увеличении скорости удара  $w_0$  температура ПВМ и величина адиабатического разогрева возрастают как  $\Delta T_{max}=120,7|w_0|^{0,791}$  К и  $\Theta_k=473|w_0|^{1,196}$  К ( $1 \leq |w_0| \leq 4$  м/с). Этот факт хорошо объясняет наблюдаемое в экспериментах с ПВМ увеличение частоты взрывов  $f$  с высотой сбрасывания груза  $H_0 = w_0^2/2g$  (рис. 3, опыты на копре К-44-2 при  $M=10$  кг с образцами ПТ-М с  $\delta_0=0,75$  мм в роликовых приборчиках диаметром 19 мм со свободным истечением вещества).

Увеличение площади контакта приводит к снижению механических разогрегов ПВМ в соответствии с формулами  $\Delta T_{max}=170,8 R^{-0,408}$  К и  $\Theta_k=270,1 R^{-2,18}$  К ( $0,5 \leq R \leq 1$  см). Действительно, в наших опытах на копре с  $w_0=2,215$  м/с имело место уменьшение частоты взрывов образцов ПТ-М с  $\delta_0=0,5$  мм с 75 до 10% при замене диаметра роликов испытательного приборчика с 10 на 19 мм.

Расчеты показывают, что изменение толщины образца не влияет на температуру ПВМ, если значения  $\delta_0$  не слишком малы. Это объясняется тем, что сопротивление сжатию ( $\sim \delta^{-(2n+1)}$ ) мало, пока толщина слоя велика. Диссипативный разогрев достигает максимума на той стадии удара, когда механическая «жесткость» прослойки  $S|dp/d\delta| \sim \delta^{-2(n+1)}$  становится соизмеримой с жесткостью системы нагружения  $k$  [6]. При малых  $\delta_0 \sim pSk^{-1}$  действительно наблюдается возрастание  $\Delta T_{max}$  и  $\Theta_k$  с уменьшением  $\delta_0$ .

Иллюстрацией к сказанному может служить показанная на рис. 4 зависимость давления удара  $p_v$  в момент регистрации взрыва от толщины слоя ПТ-М, полученная в опытах на копре с  $\omega_0=3,1$  м/с,  $k=180$  кбар·см и  $R=9,5$  мм. Предельная толщина слоя ПТ-М, которая еще считается большой по сравнению с величиной сжатия системы нагружения в начальный момент удара ( $\alpha \ll 1$ ), в этих опытах составила  $\approx 0,5$  мм.

Обратимся к влиянию реологических характеристик ПВМ. В расчетах обнаружена сильная зависимость максимальной температуры ПВМ от значения показателя  $n: \Delta T_{\max} = 2303 \cdot n^{3,35}$  К ( $0,25 \leq n \leq 0,75$ ). С увеличением консистенции ПВМ величина диссипативного разогрева возрастает по более слабому закону  $\Delta T_{\max} = 3,432 m^{0,453}$  К ( $3 \cdot 10^3 \leq m \leq 3 \cdot 10^5$  Пз·с $^{-1/2}$ ). Поскольку величина  $m$  связана с эффективной вязкостью и начальной температурой ПВМ зависимостями (1) и (2) соответственно, можно предложить следующие эквивалентные формы записи указанного выше закона:

$$\Delta T_{\max} = 45,4 \cdot \mu_a^{0,453} \text{ К} \quad (10 \leq \mu_a \leq 10^3 \text{ Пз}) \text{ и}$$

$$\Delta T_{\max} = 1,453 \exp(1486 \cdot T_0^{-1}), \text{ где } 223 \leq T_0 \leq 323 \text{ К.}$$

В экспериментах с образцами ПТ-М  $\delta_0=1,0$  мм наблюдалось увеличение частоты взрывов с 75 до 100% при понижении окружающей температуры с 25 до 10°C (опыты на копре в приборчиках № 2 с диаметром 10 мм при  $\omega_0=2,215$  м/с).

Таким образом, результаты копровых экспериментов с модельным пастообразным топливом свидетельствуют о том, что при ударе умеренной силы (с энергией  $\sim 10$  Дж) сплошные (без газовых включений) образцы ПВМ способны взрываться в случае, если давление в слое растекающегося вещества превышает величину  $\approx 1$  кбар. Основной причиной инициирования является разогрев ПВМ вследствие вязкой диссипации энергии механического воздействия. Укажем, однако, что в некоторых случаях не исключена возможность инициирования ПВМ вследствие хрупкого разрушения матрицы из твердого наполнителя, которая может образоваться между соударяющимися поверхностями, если вязкость жидкого компонента достаточно мала, а размеры твердых частиц велики. В этом случае также не следует пренебрегать вероятностью взрыва за счет разогрева твердых компонентов ПВМ от внешнего трения на контактных поверхностях ударника и наковальни.

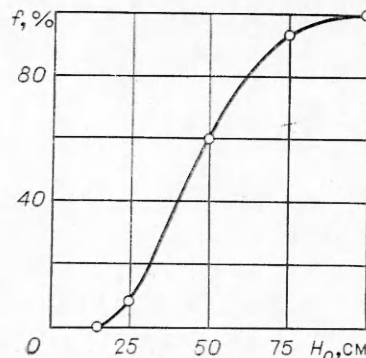


Рис. 3.

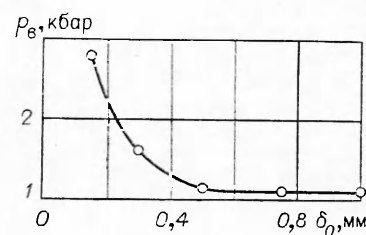


Рис. 4.

Поступила в редакцию  
27/VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. У. Л. Уилкинсон. Неньютоновские жидкости. М., «Мир», 1964.
2. Реология. Под ред. Ф. Эйриха. М., «Мир», 1960.
3. Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955.
4. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., «Наука», 1968.

5. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ИФЖ, 1974, 27, 2, 317.
6. Э. И. Андрианкин, В. К. Боболев, А. В. Дубовик. ФГВ, 1972, 8, 3, 408.
7. Г. Б. Манелис, Ю. И. Рубцов, А. В. Раевский. ФГВ, 1970, 6, 1, 3.
8. G. S. Person, D. Sutton. AIAA J., 1966, 4, 5, 954.
9. В. К. Боболев, И. А. Карпухин, В. А. Теселкин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972

---

## МЕХАНИЧЕСКАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПАСТООБРАЗНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ МАТЕРИАЛОВ II. ЗАРЯДЫ С ГАЗОВЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

А. В. Дубовик, А. А. Денисаев, В. К. Боболев

(Москва)

В работе [1] по исследованию механической чувствительности пастообразных взрывчатых материалов (ПВМ) на примере модельного пастообразного топлива ПТ-М (80% перхлората аммония, 5% алюминия и 15% связки в виде бутилкаучука, пластифицированного трансформаторным маслом) показано, что образцы ПВМ со сплошной физической структурой способны взрываться при воздействии ударом умеренной силы (с энергией  $\sim 10$  Дж), если давление в слое растекающегося вещества превышает величину 1 кбар. Основной причиной инициирования таких макрооднородных образцов признан механический разогрев ПВМ вследствие вязкой диссипации энергии удара, повышающей температуру вещества до 550—600 К.

В данной работе выполнен анализ механизма инициирования ударом образцов ПВМ с нарушениями сплошности в виде пузырьков, заполненных газом различной физической природы. В работе [2] влияние газовых включений на механическую чувствительность жидких и твердых ВВ объяснялось сильным разогревом газа внутри схлопывающихся пузырьков. Однако это представление о происхождении взрыва вследствие простого механизма теплообмена нагретого газа с ВВ, составляющим стенки пузырьков, встретило возражения в ряде последующих работ [3—5].

Суть возражений сводилась к тому, что из-за кратковременности процесса схлопывания газовых включений в маловязких жидких или хрупких твердых ВВ, а также вследствие существенного различия коэффициентов тепловых активностей конденсированной и газовой фаз нагретие стенок пузырьков в большинстве случаев оказывается недостаточным для инициирования взрыва при ударе. Необходимо диспергирование некоторого оптимального количества конденсированной фазы на частицы достаточно малого размера, которые способны воспламениться от контакта с разогретым газом внутри пузырька и возбудить реакцию на его стенках.

Механизм диспергирования конденсированной среды детально исследован в случае удара по заряду легкотекучего жидкого ВВ с газовыми пузырьками [5,6]. Вследствие неустойчивости формы схлопывающегося пузырька или неоднородности поля давлений в нагружаемом веществе радиально-симметричная картина сходящегося потока жидкости нарушается и возникает кумулятивная струйка, которая с большой скоростью ( $\sim 100$  м/с) внедряется в стенку пузырька. Динамический подъем давления в месте удара струи превышает 1 кбар,