

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 ~ 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 (~ 100 м/с) внедряется в стенку пузырька. Динамический подъем давления в месте удара струи превышает 1 кбар,

поэтому минимальный размер частиц дробления ЖВВ составляет $1 \div 10$ мкм.

Поскольку описанный эффект кумуляции обусловлен чисто инерционным режимом течения ЖВВ, он не проявляется при схлопывании пузырьков в высоковязких взрывчатых системах. Однако неустойчивость движения стенок пузырька приводит к вспениванию вязкого ЖВВ на границе с газом, в результате чего воспламенение облегчается.

Как показано в [1], по типу механического поведения большинство ПВМ относятся к неньютоновским жидкостям, консистенция которых зависит от режима течения вещества. Поэтому рассмотренные выше представления о механизме инициирования газосодержащих ЖВВ нельзя автоматически переносить на случай ПВМ. Другое отличие от ЖВВ обусловлено микронеоднородностью структуры, а также тем обстоятельством, что в ряде случаев каждый компонент ПВМ в отдельности не проявляет свойства чувствительного ВВ.

Экспериментально исследовать механизм инициирования зарядов ПВМ удобно с помощью вертикального копра, снабженного испытательным прибором со стеклянной наковальней, через которую выполняется фоторегистрация схлопывания газовой полости, как в аналогичных опытах с ударом по ЖВВ [5,7]. При осевом сжатии слоя падающим грузом наблюдается радиальное движение ПВМ не только внутрь полости, но и наружу за периферию ударника.

На рис. 1 показана серия кадров, демонстрирующая динамику схлопывания воздушной полости радиусом $r_0 = 4,1$ мм в слое ПТ-М толщиной $\delta_0 = 0,75$ мм, который помещен под ударником диаметром $2R = 19$ мм. В опыте использовался груз массой $M = 2,5$ кг, наносивший удар со скоростью $\omega_0 = 3,1$ м/с; жесткость элементов системы нагружения k составляла 40 кбар·см (цифры у кадров — момент времени от начала удара в мкс). Из рис. 1 видно, что в процессе схлопывания полость не сохраняет круговую форму контура, однако глобальная неустойчивость движения в виде кумулятивной струи отсутствует. В момент $t_b = 500$ мкс, когда радиус полости достигает предельной величины

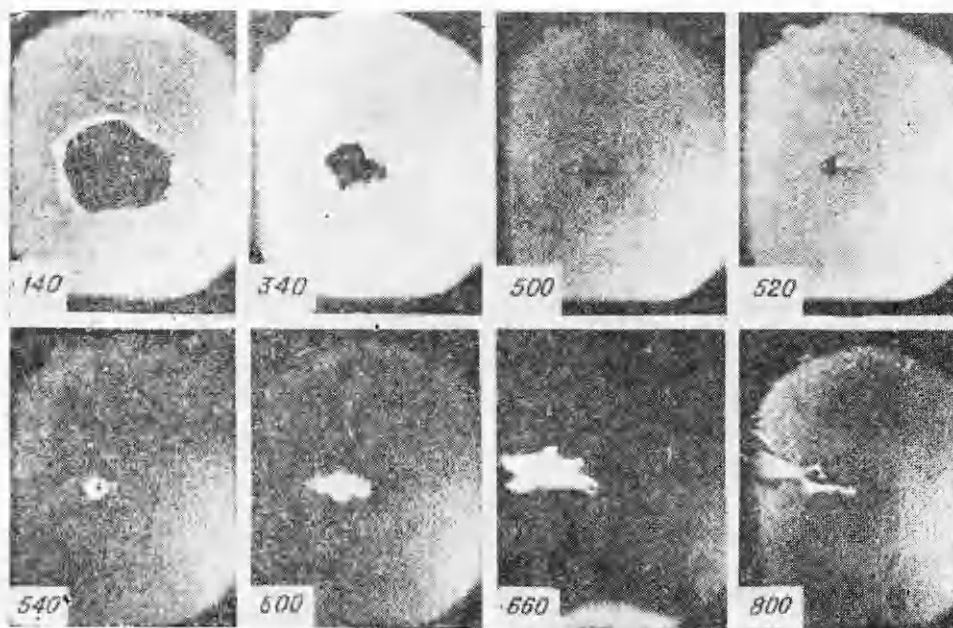


Рис. 1.

$r_b=1,2$ мм, наблюдается воспламенение ПТ-М, как видно, на стенке полости. На заключительных кадрах показано распространение ускоряющегося (до 200 м/с на периферии ударника) пламени, особенность которого заключается в ограниченности области горения сравнительно узким сектором слоя ПТ-М.

Для понимания действительных причин инициирования ПВМ обратимся к анализу процессов, сопровождающих схлопывание цилиндрической газовой полости в слое неньютоновской жидкости при осевом ударе.

В [1] показано, что решение соответствующей реодинамической задачи в общем случае сводится к численному интегрированию автономной системы из семи обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка с соответствующими начальными условиями. Точные решения имеются лишь для частных случаев удара по жидкости с нормальной вязкостью. Так, при отсутствии противодействия газа и сдвливания слоя с постоянной скоростью ω_0 время движения $\tau=t/t_0$ и радиус полости $\beta=r/r_0$ связаны зависимостью

$$\tau = 1 - (1 - b^2 + 2b^2 \ln b) / (1 - b^2\beta^2 + 2b^2\beta^2 \ln \beta b). \quad (1)$$

Ее график построен на рис. 2 для случаев $b=r_0/R=0,316$ и $t_0=\delta_c|\omega_0|^{-1}=0,341$ мс. Здесь же точками (момент воспламенения отмечен крестом) показаны результаты эксперимента с ПТ-М, полученные в аналогичных условиях удара: $r_0=3,0$ мм, $R=9,5$ мм, $\delta_c=0,75$ мм и $\omega_0=2,21$ м/с, в полости — воздух при $p_0=1$ атм.

Наблюдаемое на рис. 2 расхождение результатов расчета и эксперимента нельзя объяснить противодействием воздуха, так как эффективность последнего $\sim p_0/\mu_s$ [9] мала в случае удара по жидкости с большой вязкостью μ_s . Его причина — резкое торможение груза консистентной прослойкой $\sim \mu_s/\delta^3$, вследствие чего скорость схлопывания полости уменьшается (ее максимум составляет около 10 м/с), а давление в ПТ-М возрастает до нескольких сотен бар. На осциллограмме давления (рис. 3), полученной в обсуждаемом эксперименте с грузом $M=5$ кг, взрыв ПТ-М (отмечен стрелкой) имел место при $p_b=0,55$ кбар.

Покажем, что диссипативный разогрев ПТ-М (его максимум расположен на контакте полости с поверхностью ударника) в данном случае не является причиной инициирования. Если считать, что схлопывание полости подчиняется закону (1), т. е. происходит значительно быстрее, чем в эксперименте (см. рис. 2), то формула для расчета максимального подъема температуры записывается так [5,8]:

$$\Delta T_\tau = \frac{9\mu_s \omega_0 R^2}{\rho_0 c_p \delta_0^3 (1 + 2b^2 \ln b - b^2)^3} \ln \left(\frac{\ln \beta b}{\ln b} + 1 \right). \quad (2)$$

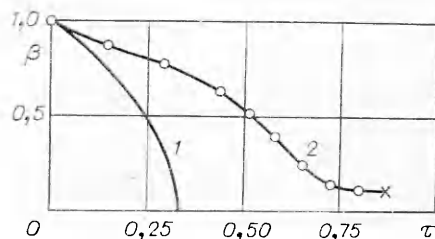


Рис. 2.

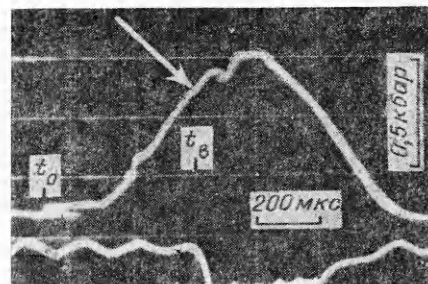


Рис. 3.

Для оценки величины эффективной вязкости ПТ-М воспользуемся степенным законом [1]

$$\mu_0 = m \xi^{n-1},$$

где m и n — реологические константы материала. Для значений параметров удара $\omega_0 = 2,2$ м/с, $R = 1$ см, $\delta_0 = 0,7$ мм скорость сдвига вещества $\xi \approx \omega_0 R / 2\delta_0^2 = 2 \cdot 10^4$ с⁻¹. В случае $n = 0,5$ и $m = 10^4$ Пз·с^{-1/2} находим $\mu_0 \approx 10^2$ Пз. Таким образом, для типичных условий процесса $b = 0,3$, $\beta_b = 0,1$ и характеристик ПТ-М $\rho_0 = 1,7$ г/см³, $c_p^0 = 0,28$ кал/(г·К) вязкий разогрев составляет около 100 К.

Рассчитаем нагревание стенок полости из-за теплообмена с адиабатически сжатым газом:

$$\Delta T_n = \alpha \Delta T_r / (1 + \alpha), \quad \alpha = \sqrt{(\lambda c p)_r / (\lambda c p)_n},$$

$$\Delta T_r = T_0 [(b/\beta_b)^{2(\gamma-1)} (\delta_0/\delta_b)^{\gamma-1} - 1]. \quad (3)$$

Здесь индекс r относится к газу, n — к топливу. Из осциллограммы давления удара (см. рис. 3) находим, что взрыв ПТ-М имел место в момент времени, когда $\delta_0/\delta_b \approx 3$. Используя табличные данные [10] о теплофизических свойствах воздуха и ПТ-М ($\lambda = 7 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·К)), получаем $\Delta T_r = 1360$ К, $\gamma = 1,30$, $\Delta T_n = 250$ К, что свидетельствует о возможности воспламенения стенок полости. Однако в силу различия теплофизических характеристик компонентов ПТ-М их разогрев неодинаков: $\Delta T_{Al} \approx 10$ К, $\Delta T_{ПХА} \approx 200$ К, $\Delta T_{БК} \approx 400$ К. Учитывая оценки температур и количественное содержание каждого компонента, представляется весьма достоверным, что воспламенение ПТ-М — результат химического воздействия ПХА и связки (или первичных продуктов их термического распада).

Поскольку теплопроводности ПХА и связки приблизительно одинаковы, равнозначны и толщины зон прогрева этих материалов $t \sim \sqrt{\chi t_b}$, где t_b — время разогрева до взрыва, которое мажорируется временем схлопывания полости t_n . В силу (1) при $b \rightarrow 0$ имеем $t_n \rightarrow 0$ как $b^2 \ln b$, поэтому тепловыделение в очаге разогрева $Q \sim t^3$ (вследствие взаимодействия горючего с окислителем) станет меньше критической (для данного топлива) величины, если начальный размер полости окажется достаточно мал, и тогда взрыва не будет. Напомним, что в случае нитроглицерина критическая энергия очага инициирования при ударе составляет $Q_* \approx 10^{-8}$ кал [2].

В экспериментах исследовалась механическая чувствительность образцов ПТ-М в зависимости от величины показателя адиабаты γ_0 газа в полостях и их размеров r_0 . В таблице приведены результаты опытов с ударом по ПТ-М при $\delta_0 = 0,7$ мм, $R = 9,5$ мм, $M = 5$ кг, $\omega_0 = 2,21$ м/с и $k = 50$ кбар·см. В последнем столбце помещены данные о частоте взрывов, вычисленной как отношение числа опытов со взрывом к общему количеству опытов в данной серии.

Газ	γ_0	r_0 , мм	r_b , мм	t_b , мс	p_b , кбар	$\frac{N_+}{N}$
Воздух	1,4	4,3	0,5	0,50	0,5	10/10
Кислород	1,4	4,0	0,6	0,45	0,5	5/5
Метан	1,3	3,8	0,4	0,55	0,6	5/5
Фреон	1,1	4,2	0,1*	0,6**	—	0/6

* Конечный радиус полости.

** Время схлопывания полости.

Данные таблицы свидетельствуют о заметном уменьшении значений p_v при переходе от зарядов со сплошной структурой к зарядам с полостями, заполненными газом с $\gamma_0 \geq 1,3$. Причем оказалось, что степень снижения p_v возрастает с увеличением жесткости системы нагружения. Так, при замене стеклянной наковальни на стальную ($k=180$ кбар·см) и прочих одинаковых условиях опытов с зарядами ПТ-М с возмущенными полостями получено $p_v \approx 0,3$ кбар.

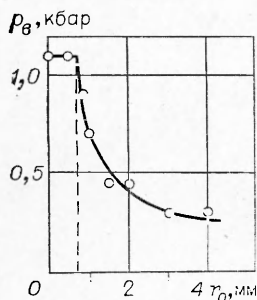


Рис. 4.

На фотографиях схлопывания фреоновой полости в слое ПТ-М видно, что она практически исчезает к моменту $t_k \approx 0,5$ мс, которой значительно меньше полного времени удара. Кондуктивный разогрев стенок полости в это время составляет около 40 К. В течение времени $t > t_k$ слой топлива растекается наружу как сплошной, и, хотя давление в этот период достигает максимума $p_{max} = 1,1$ кбар, взрыва нет, так как значительная часть энергии

удара расходуется на деформацию элементов системы нагружения.

Эксперименты по влиянию размера воздушных полостей на чувствительность зарядов ПТ-М ставились с «жесткой» системой нагружения ($k=180$ кбар·см). Из приведенной на рис. 4 зависимости $p_v(r_0)$ следует существование критического размера пузырька $2r_0^* \approx 1,5$ мм, который не сенсibiliзирует заряд ПТ-М при следующих условиях удара: $\omega_0 = 2,21$ м/с, $M = 5$ кг, $\delta_0 = 0,7$ мм и $R = 9,5$ мм.

Итак, наличие газовых полостей приводит к увеличению механической чувствительности заряда ПВМ, если их размеры больше некоторого критического, а показатель адиабаты газа достаточно высок. Вследствие большой вязкости ПВМ время схлопывания полостей велико по сравнению с периодом заполнения газовых пузырьков в ЖВВ, обладающих малой или умеренной вязкостью. Поэтому механизм простого теплообмена сжатого газа со стенками полости играет основную роль в инициировании зарядов ПВМ ударом. Не исключено, однако, что в случае зарядов ПВМ с повышенным значением показателя консистенции эффективную роль играет механизм вязкой диссипации на стенке полости, особенно если энергия удара достаточно велика. Но и в этом случае, как следует из (2), имеется критический размер пузырька, схлопывание которого не должно приводить к взрыву ПВМ.

Поступила в редакцию
27/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Дубовик, В. Л. Боднева, А. А. Денисаев. ФГВ, 1979, 15, 4, 195.
2. Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955.
3. А. Г. Болховитинов. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1960.
4. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.
5. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1971, 7, 2, 245.
6. Э. И. Андрианкин, В. К. Боболев, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1971, 5, 78.
7. В. К. Боболев, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1970, 2, 148.
8. А. В. Дубовик, А. А. Денисаев, В. К. Боболев. ИФЖ, 1976, 30, 5, 786.
9. Э. И. Андрианкин, В. К. Боболев, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1970, 6, 98.
10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.