

## ПОВЕДЕНИЕ СРЕДЫ В ЗОНЕ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ

И. А. Сизов, А. А. Сливак, В. М. Цветков  
(Москва)

Для определения потерь энергии в ближней к разряду зоне — зоне разрушения, проводилось измерение остаточных температур в твердой среде при взрыве сферических зарядов из тэна плотностью  $1,5 \text{ г/см}^3$  весом 2,6; 0,78 и 0,4 г. В качестве среды использовался тиосульфат натрия, для которого ранее были определены параметры волны сжатия, вызванной камуфлетным взрывом [1].

Измерение температур проводилось хромель-копелевыми термопарами толщиной 0,2 мм, внедренными совместно с зарядом ВВ в литой блок тиосульфата натрия размером  $0,3 \times 0,3 \times 0,3 \text{ м}$ , помещенного в стальную обойму. Время прогрева термопары позволяло регистрировать величину температуры до момента существенного изменения поля остаточных температур за счет эффекта теплопроводности. На расстоянии 2—3 радиусов заряда  $R_0$  разогрев вещества достигал нескольких десятков градусов; возникающая при этих температурах э. д. с. термопары регистрировалась самопишущим прибором НЗ73-2 с точностью до  $\pm 0,7^\circ \text{С}$ . В диапазоне от 3 до  $9R_0$  регистрация велась на осциллографе ПОБ-12М с точностью  $\pm 0,1^\circ \text{С}$ . На расстояниях, больших  $9R_0$ , измерения проводились с помощью потенциометра постоянного тока Р-330 с точностью  $\pm 0,01^\circ \text{С}$ . Полученное распределение остаточных температур представлено на рис. 1 в зависимости от приведенного расстояния  $r_0 = r/R_0$ , где  $r$  — расстояние от центра взрыва. Из графика видно, что существенный разогрев среды происходит в области  $r < (12-14)R_0$ . Полученный таким образом размер зоны существенной диссипации  $R_* = 12R_0$ , который можно рассматривать как размер зоны разрушения, хорошо согласуется с результатами работы [1].

По распределению остаточных температур  $\Delta T(r)$  легко подсчитать энергию, оставшуюся в виде тепла в слое толщины  $dr$

$$dE/dr = 4\pi\rho_0 c_0 r^2 \Delta T. \quad (1)$$

Общая энергия, диссипированная в зоне разрушения, составляет для тиосульфата натрия, теплоемкость которого  $c_0 = 0,347 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$ , плотность  $\rho_0 = 1,8 \text{ г/см}^3$ , величину около 70% энергии взрыва  $E_0$ . Полученная цифра хорошо согласуется с оценками, согласно которым энергия, оставшаяся в продуктах детонации, составляет 20%, а энергия упругой волны — (10—15)%  $E_0$ .

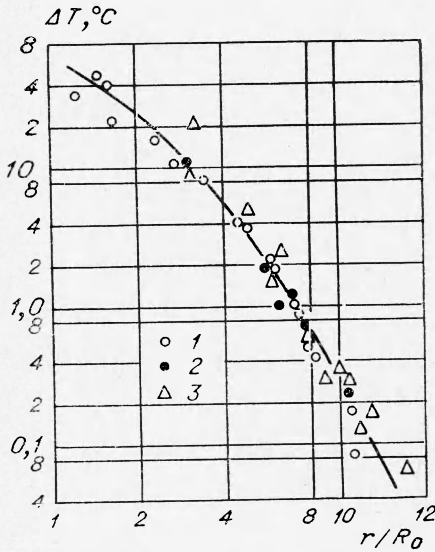


Рис. 1. Распределение остаточных температур после взрыва заряда ВВ в тиосульфате натрия.

Вес заряда, г: 1—2,6; 2—0,78; 3—0,4.

Вопрос о поведении вещества в зоне необратимых деформаций рассматривался разными авторами [2, 3] в основном с точки зрения энергетических потерь, но представляет интерес и другая задача: определение напряженного состояния среды, исходя из известной величины диссипации энергии. Измерение параметров волны сжатия [1] и остаточных температур в одной и той же среде позволяет определить связь между главными напряжениями.

Для описания движения среды за фронтом волны сжатия воспользуемся сферической системой координат с центром в середине взрыва. Следует оговорить, что имеется в виду под фронтом волны сжатия. На эпюрах массовых скоростей [1] не наблюдается ударных фронтов и упругих предвестников. Предвестник связан непрерывным нарастанием с максимумом массовой скорости  $v_0$ . А так как отличие в скоростях распространения вступления и максимума волны составляет величину не более 15% от скорости распространения вступления  $c=4500$  м/с, область перехода среды от покоя к движению с максимальной скоростью можно рассматривать с этой точностью как стационарную. Таким образом, под фронтом будем понимать далее поверхность  $r=R$ , на которой среда обладает максимальной на данном расстоянии от взрыва скоростью.

После сказанного можно считать, что на фронте волны выполняется интегральное соотношение

$$\sigma_r = \sigma_{r0} = -\rho_0 v_0 c \quad \text{при } r=R, \quad (2)$$

где  $\sigma_r$  — радиальная компонента тензора напряжений.

Далее воспользуемся результатами работы [1]

$$v = v_0 (R/r)^{1.4}, \quad (3)$$

$$v_0 = AR^{-n} \text{ м/с}, \quad (4)$$

$$A = 500, \quad n = 2,2 \quad \text{при } R < R_*,$$

$$A = 200, \quad n = 1,7 \quad \text{при } R > R_*.$$

$$\rho \approx \text{const} = \rho_0. \quad (5)$$

Здесь  $v = v(r, t)$  — массовая скорость.

Подставляя (3), (4) в уравнение движения

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\phi)}{r} \quad (6)$$

с учетом (5), получаем

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = -2(1-m) \frac{\sigma_r}{r} - \frac{(n-1,4) \rho_0 v_0 c R^{0,4}}{r^{1,4}} - \frac{1,4 \rho_0 v_0^2 R^{2,8}}{r^{3,8}}, \quad (7)$$

где  $\sigma_\phi$  — азимутальная компонента тензора напряжений, через  $m$  обозначено  $\sigma_\phi/\sigma_r$ . Работа внутренних напряжений в единицу времени в слое вещества толщиной  $dr$  составляет величину

$$\frac{d^2 E}{dr dt} = 4\pi r^2 \left( \frac{\partial v}{\partial r} + 2m \frac{v}{r} \right) \sigma_r. \quad (8)$$

Будем искать  $m$  в виде функции радиального напряжения  $\sigma_r$ . Совместное интегрирование с помощью ЭВМ уравнений (7) и (8) с учетом (1), (2) и условия

$$r = R : \frac{dE}{dr} = -4\pi r^2 \frac{\sigma_{r0} v_0}{2c}$$

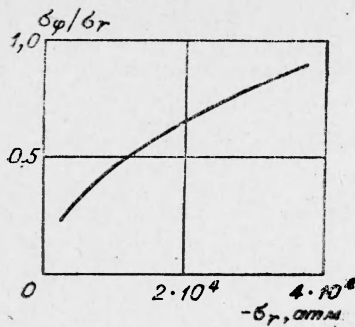


Рис. 2. Отношение главных напряжений в функции радиального напряжения.

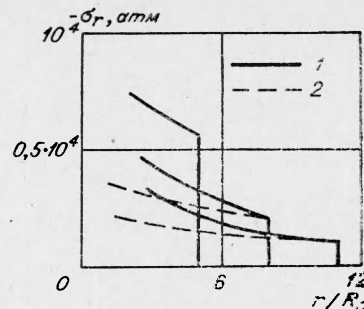


Рис. 3. Распределение радиального напряжения за фронтом волны сжатия.

дает в этом случае явный вид  $m(\sigma_r)$  (рис. 2) и одновременно распределение напряжения  $\sigma_r$  за фронтом волны сжатия. На рис. 3 представлены  $\sigma_r(r)$  для различных моментов времени (кривые 1). Там же для сравнения приведены распределения  $\sigma_r(r)$ , вычисленные по формуле

$$\sigma_r = -\left(\frac{R}{r}\right)^{0.4} \rho_0 v_0 c + 0,88 \left[ \left(\frac{R}{r}\right)^{2.8} - \left(\frac{R}{r}\right)^{1.2} \right] \rho_0 v_0^2.$$

полученные интегрированием уравнения (6) совместно с условием (2) в предположении  $m = \text{const} = 0,4$  (кривые 2).

Из рис. 2 видно, что отношение напряжений увеличивается при увеличении  $\sigma_r$  и стремится к единице при  $\sigma_r \sim -45000$  атм. Примечательно, что величина 45000 атм примерно соответствует значению  $0,1 \rho_0 c^2$  для тиосульфата натрия, т. е. прочности монокристалла. Естественным является и отношение  $\sigma_\phi/\sigma_r = 0,15$  при  $\sigma_r = -10^3$  атм, так как такие  $\sigma_r$  достигаются вблизи границы зоны разрушения [1], где в действительности расположена зона радиальных трещин, и, вообще говоря,  $\sigma_\phi \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow R_*$ .

Полученную зависимость  $\sigma_\phi/\sigma_r = m(\sigma_r)$  следует сопоставить с условием Кулона

$$\sigma_r - \sigma_\phi = a + b(\sigma_r + 2\sigma_\phi), \quad (9)$$

где  $a$  — эффективное сцепление;  $b$  — коэффициент сухого трения. Из (9) получаем

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_r} = \frac{1-b}{1+2b} \left[ 1 - \frac{a}{(1-b)\sigma_r} \right].$$

Поскольку рассматриваемые напряжения  $|\sigma_r| > 10^3$  атм, а прочность разрушенной среды мала, вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь, после чего

$$b = \frac{1 - \sigma_\phi/\sigma_r}{1 + 2\sigma_\phi/\sigma_r} = \frac{1 - m}{1 + 2m}.$$

С учетом найденной зависимости  $m(\sigma_r)$  при использовании условия (9) к решению задач о поведении среды за фронтом волны сжатия, необходимо считать коэффициент сухого трения  $b$  функцией нормального напряжения.

В заключение авторы благодарят В. Н. Николаевского за ценные замечания и обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию  
8/IX 1973

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Спивак, В. М. Цветков. Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых, 1973, 5.
2. Э. А. Кошелев. ПИМФ, 1972, 5.
3. А. С. Компанеев. Докл. АН СССР, 1956, 109, 1.

УДК 532.593

## ВОЛНЫ СЖАТИЯ В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ВЗРЫВЕ МАЛОЗАГЛУБЛЕННОГО ЗАРЯДА

А. А. Спивак  
(Москва)

При изучении взрыва заряда ВВ в воздушной полости [1] было определено влияние величины начального воздействия на процесс распространения волны сжатия в твердой среде. Представляет интерес и другая задача: определить влияние движения среды в волне сжатия на параметры волнового процесса.

Чтобы измерить течение в волне, заряд ВВ взрывался на различном относительном удалении от свободной поверхности  $\eta = h/R_0$ , где  $h$  — расстояние от центра заряда до свободной поверхности,  $R_0$  — радиус заряда. Таким образом, при одинаковой амплитуде начального воздействия продуктов детонации удалось существенно изменить его длительность. Схема опыта представлена на рис. 1. Волна сжатия, распространяющаяся в глубь материала (вдоль оси  $z$ ), регистрировалась как и в работах [1, 2] электромагнитным методом измерения массовых скоростей. Необходимое для измерений магнитное поле создавалось катушкой, обмотка которой питалась постоянным напряжением 110 В, а внутренний радиус позволял размещать блоки размером  $25 \times 25 \times 30$  см. Угол развода датчиков не превышал  $90^\circ$ .

В качестве источников взрыва использовались сферические заряды из тэна весом 0,4; 0,78; 2,6 г радиусом 0,4; 0,5 и 0,75 см соответственно кроме случая накладного полусферического заряда ( $\eta = -0,5$ ), когда использовались половинки тех же зарядов.

Измерения проводились в двух средах: тиосульфате натрия и

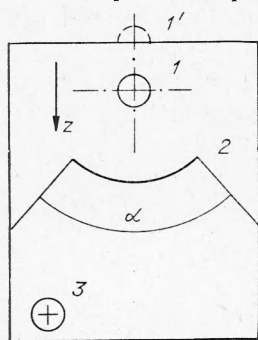


Рис. 1. Схема опыта.  
1 — заряд ВВ (1' — расположение заряда при  $\eta = -0,5$ );  
2 — проволочный датчик; 3 — направление магнитного поля.

(табл. 1) органическом стекле (полиметилметакрилат). Методика изготовления блоков из тиосульфата натрия описана в работах [1, 2]. Блоки из органического стекла изготавливались из двух половин размером  $25 \times 30 \times 12,5$  см. На предназначенных для склейки предварительно отшлифованных поверхностях обеих половин вырезались полусферические выемки под заряд ВВ, а в вырезанные по диаметру проволоки (0,1 мм) канавки на одной из половин помещались проволочные датчики. После установки заряда половинки склеивались под давлением раствором органического стекла в дихлорэтане.

Осциллограммы массовых скоростей при взрыве вблизи свободной поверхности качественно не отличаются от осциллограмм, полученных при