

Рис. 5. Фоторегистрограмма распространения детонационной волны со стационарным (гладким) фронтом (а) и вид отожженной медной трубки диаметром 3 мм после деформации ее в детонационной волне со стационарным фронтом (б). Трубка находилась на расстоянии 80 мм от оси заряда. Диаметр заряда 220 мм. Материал оболочки заряда — полиэтилен.

нарности и устойчивости. В этой связи актуальной задачей теории становится получение необходимого и достаточного условия стационарности и устойчивости детонации в зарядах произвольной длины, а также исследование бифуркаций по длине заряда.

В заключение работы авторы благодарят В. В. Митрофанова, В. М. Титова, А. Н. Дремина, Ю. А. Николаева, А. Н. Афанасенкова за интерес к работе и обсуждение некоторых вопросов теории детонации, относящихся к теме исследования.

Поступила в редакцию 3/VIII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. К. П. Шелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1969, 5, 3.
4. К. П. Шелкин.— В кн.: Механика в СССР за 50 лет М.: Наука, 1970.
5. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1963, 3.
6. J. J. Erpenbech. Phys. Fluids, 1964, 7, 5.
7. A. Jones. Proc. Roy. Soc., 1976, A348, 1654.
8. H. Eyring, D. E. Powell, J. M. Duffen e. a. Chem. Rev., 1949, 45, 144.
9. В. С. Трофимов, В. А. Веретенников.— В кн.: Детонация. Черногоровка: Изд-во ОИХФ АН СССР, 1977.
10. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
11. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, 52, 1.
12. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1968, 1.
13. В. А. Даниленко, А. Н. Афанасенков. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 1.
14. В. А. Даниленко, В. М. Кудинов. ФГВ, 1980, 16, 5.
15. В. А. Даниленко, А. Н. Афанасенков. Докл. АН СССР, 1981, 256, 6.
16. H. A. Cook, J. Horsley, R. T. Reyes e. a. J. Appl. Phys. 1956, 27, 3.

#### ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ КВАЗИИЗЭНТРОПИЧЕСКОГО СЖАТИЯ СРЕДЫ

Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

(Москва)

Создание высоких давлений в конденсированных средах связано главным образом с процессом ударно-волнового нагружения, при этом во фронте ударной волны с ростом давления резко возрастает температура вещества. Однако в ряде случаев большой научный и практический интерес представляет изучение поведения различных сред в условиях высоких давлений и относительно низких температур, что может быть достигнуто в процессе изэнтропического сжатия. Различные методы квазиизэнтропического сжатия рассматривались в работах [1—4]. В [1—3] приближение процесса ударно-волнового сжатия к изэнтропическому осуществлялось реверберацией ударных волн в прокладке между ударником и

нагружаемой средой с большей акустической жесткостью. В работе [4] рассматривается нагружение среды скользящей детонационной волной через слой материала, скорость звука в котором соизмерима со скоростью распространения детонации. Нагружение при этих условиях приводит к нестационарности течения в зоне ударной волны и при определенных условиях — к квазиизэнтропическому сжатию исследуемой среды.

В данной работе в качестве практической реализации процесса квазиизэнтропического сжатия предлагается и исследуется способ нагружения среды детонационными волнами с переменным энерговыделением во фронте.

Рассмотрим задачу о плоском одномерном расширении продуктов детонации, граничащих с сжимаемым полупространством и фронтом детонационной волны с переменным энерговыделением. Детонационная волна, возникающая на границе с нагружаемой средой, распространяется в направлении свободной поверхности заряда. Для расчета течения продуктов детонации можно записать следующую систему газодинамических уравнений в характеристической форме:

$$\begin{aligned} dx &= (u + c) dt, & \frac{dz}{\rho c} + du &= 0, \\ dx &= (u - c) dt, & \frac{dp}{\rho c} - du &= 0, \\ dx &= u dt, & dS &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x$  и  $t$  — независимые переменные — координата, время;  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $c$  — давление, плотность, массовая скорость, скорость звука в продуктах детонации.

Система (1) замыкается уравнением состояния вида

$$p = A(S) \rho^{k(R)},$$

где  $A(S)$  — функция энтропии  $S$ ;  $k(R)$  — показатель адиабаты, являющийся функцией лагранжевой координаты  $R$ . Последняя вводится при помощи соотношения

$$dR = \rho/\rho_0 \cdot (dx - u dt) = \pm c \cdot \rho/\rho_0 \cdot dt.$$

Граничные условия задачи — параметры на фронте детонационной волны:

$$u = -\frac{D(x_D)}{k(x_D) + 1}, \quad c = \frac{k(x_D)}{k(x_D) + 1} D(x_D), \quad \frac{dx_D}{dt} = -D(x_D)$$

и параметры на границе со средой

$$u = u_c, \quad p = p_c = \rho_c u_c (\alpha + \beta u_c). \quad (2)$$

Здесь  $D(x_D)$  — зависимость скорости детонации от координаты детонационного фронта  $x_D$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные величины. Исходная система (1) интегрируется численно с использованием метода характеристик [5].

Расчет течения в нагружаемой среде проводится в квазиакустическом приближении [6], в предположении, что давление связано с массовой скоростью вещества во всей области течения тем же соотношением, что и на фронте ударной волны. Координаты фронта ударной волны определяются из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} T_y &= t + \frac{1}{\beta \frac{u_c}{c_0}} \int_0^t u_c (\alpha + \beta u_c) dt, \\ x_y &= (\alpha + 2\beta u_c)(T_y - t), \end{aligned}$$

где  $t$  — соответствующая временная координата границы продукты детонации — среда. Параметры состояния среды с границы раздела на фронт ударной волны переносятся по прямолинейным в лагранжевой системе координат характеристикам  $(\alpha + 2\beta u_c)$ .

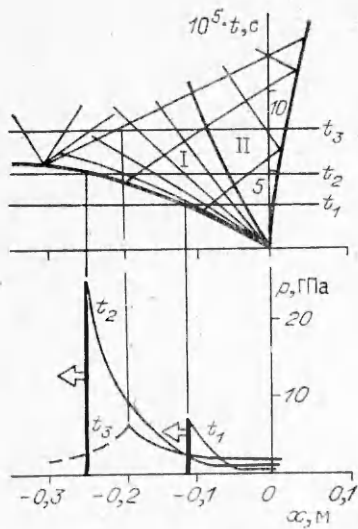


Рис. 1.

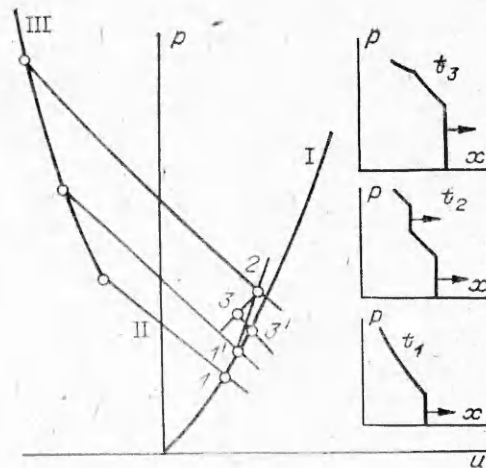


Рис. 2.

В расчетах принимались следующие законы изменения скорости детонации и показателя адиабаты от координаты детонационного фронта:

$$D = a + bx_D/l, \quad k = c + dx_D/l;$$

$$D = a + b(x_D/l)^2, \quad k = c + d(x_D/l)^2,$$

где  $l$  — длина заряда взрывчатого вещества (ВВ);  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  — постоянные величины. При проведении расчетов принималось  $l = 0,3$  м,  $a = 3 \times 10^3$  м/с,  $b = 4,8 \cdot 10^3$  м/с,  $c = 1,75$ ,  $d = 1,25$ .

В качестве нагружаемой среды рассматривается монокристаллический гексоген с ударной адиабатой  $D = 2870 + 1,61u_c'$  [7].  $x-t$ -диаграмма течения продуктов детонации и эволюция профиля давления в них представлена на рис. 1. Профили 1 и 2 соответствуют моментам времени до выхода детонационной волны на свободную поверхность заряда ВВ ( $t_1 = 3 \cdot 10^{-6}$  с и  $t_2 = 50 \cdot 10^{-6}$  с), 3 — моменту времени после завершения детонации заряда и истечению продуктов детонации в вакуум ( $t_3 = 80 \times 10^{-6}$  с).

В зоне течения продуктов детонации можно выделить две характерные области (см. рис. 1): I — область волны разрежения, II — область постоянного по координате  $x$  давления. Первую из них условно можно разбить еще на две: область с  $u-c$ -характеристиками, касательными к детонационному фронту, и область центрированной волны разрежения. Для области II при фиксированном значении  $t$  характерно постоянное давление во всем слое продуктов детонации, включая и граничные точки. С течением времени давление в рассматриваемой области и ее протяженность увеличиваются. Представленные результаты свидетельствуют о том, что использование в качестве нагружающего устройства заряда ВВ с переменным энерговыделением во фронте детонационной волны позволяет получить нарастающий профиль давления на границе с исследуемой средой. Последнее определяет некоторые особенности течения нагружаемой среды, в том числе и его изэнтропичность.

Процесс нагружения среды в координатах  $p-u$  представлен на рис. 2. В момент  $t=0$  в исследуемой среде образуется ударная волна, начальные параметры которой соответствуют точке I на ударной адиабате среды (см. рис. 2, I) и на изентропе разгрузки продуктов детонации (см. рис. 2, II); кривая III — геометрическое место точек параметров состояния во фронте детонационной волны. Рост последних обуславливает увеличение параметров на границе со средой и на фронте ударной волны до точки I, а за ее фронтом формируется волна сжатия (профиль  $t_1$ ), которая в дальнейшем трансформируется в ударную (профиль  $t_2$ ).

Параметры второй ударной волны (точка 2) лежат на адиабате вторичного сжатия (кривая 1—2) и линии разгрузки продуктов детонации. В процессе движения этой волны по среде с распределением параметров, представленном на профилях  $t_3$ , давление и массовая скорость на ее фронте падают вдоль кривой затухания 2—3. В некоторый момент времени вторичная ударная волна догонит первую и произойдет распад разрыва: первая ударная волна усилится, а в сторону границы продукты детонации — среда пойдет волна разгрузки. Параметры этих волн соответствуют точке 3, лежащей на пересечении изэнтропы разгрузки среды (кривая 3—3) и ударной адиабаты однократного сжатия (кривая 1).

Расчетные профили давления для фиксированных лагранжевых координат представлены на рис. 3. Кривая  $x_v/l = 0$  иллюстрирует изменение давления во времени на границе раздела продукты детонации — среда. В дальнейшем профиль давления имеет тенденцию к «опрокидыванию» и для сечения  $x_v/l = 2, 3$  за фронтом первой ударной волны формируется вторая. Во всех представленных сечениях профиль давления за фронтом первой ударной волны имеет ярко выраженный нарастающий характер и моделирует процесс изэнтропического сжатия исследуемой среды.

Для определения температуры разогрева рассматриваемой среды в случае квазиизэнтропического сжатия и ее сравнения с температурой ударно-волнового разогрева воспользуемся термодинамической моделью, предложенной в [8]. Температура ударного разогрева вычисляется при интегрировании дифференциальной формы уравнения состояния вдоль ударной адиабаты

$$\frac{dT}{dv} + T \left( \frac{\partial p}{\partial e} \right)_v = (2c_v)^{-1} \left[ p + (v_0 - v) \frac{dp}{pv} \right], \quad (3)$$

где  $T$  — температура;  $e$  — энергия;  $v_0$  и  $v$  — соответственно начальный и текущий удельные объемы;  $c_v$  — теплоемкость при постоянном объеме. Введем термодинамический параметр Грюнайзена

$$B = \left( \frac{\partial p}{\partial e} \right)_v = \frac{\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v}{c_v} = \frac{\Gamma}{v}$$

и получим

$$\frac{dT}{dv} + BT = (2c_v)^{-1} \left[ p + (v_0 - v) \frac{dp}{dv} \right], \quad (4)$$

где  $B$  — термодинамический параметр Грюнайзена;  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена.

Используя ударную адиабату среды (2) и интегральные законы сохранения на фронте ударной волны, имеем

$$p = \frac{\alpha^2 (1 - v/v_0)}{v_0} \left[ 1 - \beta \left( 1 - \frac{v}{v_0} \right) \right]^{-2}. \quad (5)$$

Дифференцируя последнее выражение по  $v$ , получим

$$\frac{dp}{dv} = -p \frac{1}{v_0 \left( 1 - \frac{v}{v_0} \right)} - \frac{2\beta p}{v_0 \left[ 1 - \beta \left( 1 - \frac{v}{v_0} \right) \right]},$$

и из (4) имеем

$$\frac{dT}{dv} + BT + \frac{p\beta}{c_v} \frac{(1 - v/v_0)}{1 - \beta(1 - v/v_0)} = 0, \quad (6)$$

где  $p = p(v)$  определяется в соответствии с выражением (5).

Таким образом, температура ударного разогрева может быть определена численным интегрированием уравнения (6). Расчеты проводились в предположении постоянства параметров  $B$  и  $c_v$  при  $\Gamma = 1,29$  [9] и  $c_v = 1,26 \cdot 10^3$  Дж/(кг · град).

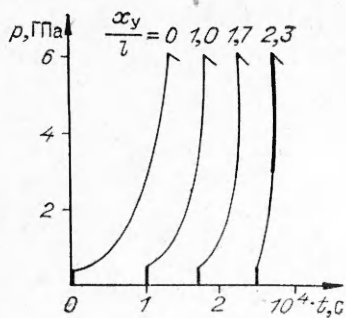


Рис. 3.

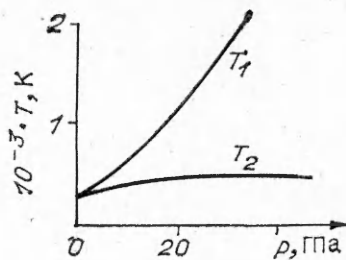


Рис. 4.

Для нарастающего профиля давления (см. рис. 3) процесс нагружения среды носит квазиизэнтропический характер, поэтому оценить ее разогрев можно в предположении  $dS = 0$ . Используя в качестве исходного соотношения дифференциальную форму уравнения состояния

$$T dS = c_v dT + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v T dv$$

в предположении  $dS = 0$ , находим

$$c_v dT + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v T dv = 0. \quad (7)$$

С учетом (3) имеем

$$\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{\Gamma}{v} c_v = B c_v. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получим

$$dT + B T dv = 0.$$

Интегрируя это уравнение при начальных условиях  $v = v_0$ ,  $T = T_0$ , найдем выражение

$$T = T_0 e^{-B(v-v_0)}, \quad (9)$$

которое позволяет рассчитать температуру разогрева при изэнтропическом сжатии среды.

Зависимости температуры ударно-волнового  $T_1$  и изэнтропического разогрева  $T_2$  от величины давления, рассчитанные с использованием зависимостей (5), (6) и (9), представлены на рис. 4. Полученные результаты показывают, что в рассматриваемом диапазоне давлений  $T_2$  изменяется незначительно, в то время как ударно-волновое нагружение приводит к значительному разогреву.

Для полученных профилей давления в исследуемой среде значение  $T_2$  в 1,65 раза меньше температуры при ударно-волновом нагружении для тех же уровней давлений. С увеличением давления нагружения значение  $T_1$  резко повышается, в то время как  $T_2$  изменяется слабо, и при давлении 50 ГПа отношение этих температур достигает 5.

Проведенные исследования показывают принципиальную возможность получения нарастающего профиля давления в среде при нагружении последней детонационной волной с переменным энерговыделением. Достижимый при этом уровень температур существенно ниже температур ударно-волнового разогрева.

Поступила в редакцию 21/IV 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Могилевский, С. А. Бордзиловский, Н. Н. Горшков. ФГВ, 1978, 14, 6.
2. С. А. Бордзиловский, Н. И. Горшков. ФГВ, 1977, 13, 3.
3. А. И. Валишев, Ю. А. Тришин.— В кн.: Механика быстропротекающих процессов. Вып. 51. Новосибирск, 1981.
4. T. Neal. First Symp. (Int.) on Detonation. Arlington, 1970.

5. А. Н. Жуков. Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова. Т. LVIII. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
6. В. Н. Кондратьев, Н. В. Немчинов, Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1968, 4.
7. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
8. M. Cowperthwaite, R. Shaw. J. Chem. Phys., 1970, 53, 2.
9. V. Olinger, H. Cady. Symp. H. D. P. Paris, 1978.

## О ПРИЧИНАХ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУОКСИ КРЕМНИЯ В ПРОДУКТАХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

*Д. Л. Гурьев, Е. В. Лазарева, Л. И. Копанева*  
(Москва)

При динамическом взаимодействии на различные материалы в продуктах ударного сжатия иногда наблюдается присутствие двуокси кремния. Например, при обжати химически чистого  $Nd_2O_3$  обнаружены кристаллы  $E$ -фазы, состава  $Nd_2O_3 \cdot nSiO_2$  [1]. Наиболее вероятным источником кремния является материал стенок ампулы сохранения, так как в состав сталей входит ферросилиций. Настоящая работа предпринята в целях проверки такого предположения.

Опыты проводились в цилиндрических стальных контейнерах, внутри которых подрывался заряд ВВ (использовалась смесь тротила и гексогена). Получившиеся продукты подвергались химическому, рентгенографическому и спектроскопическому анализам, а также измерялись плотность и показатель преломления. Анализы показали, что в результате окисления микроотколов от стенок контейнера и самих стенок кислородом воздуха и продуктами детонации происходило образование закиси-окси железа и двуокси кремния (кварц). Найдено также, что имеется прямая зависимость между выходом  $SiO_2$  и  $Fe_3O_4$ . Количество полученного  $SiO_2$  удовлетворительно соответствует содержанию кремния в соответствующих промышленных сталях, т. е. 0,1% от выхода окиси железа. Образование  $SiO_2$  не наблюдалось, когда температура была меньше  $400^\circ C$ , т. е. ниже порога окисления кремния.

Результаты опытов показали, что при определенных условиях взрывного нагружения из стали выделяется кремний, который вступает во взаимодействие с окружающей средой, окисляется и может присутствовать в продуктах реакции в виде  $SiO_2$  или его соединений. Это следует учитывать при рентгеновских и ИК-спектроскопических исследованиях ударно-обжатых материалов.

Авторы приносят благодарность С. С. Бацанову за постановку задачи и интерес к ее выполнению.

*Поступила в редакцию 8/VI 1982*

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. Batsanov.— In: Comp. milieux denses hautes pressions dynam. Paris — New-York, 1968.

## СХЛОПЫВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА ПРИ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЕ СЛОЯ ВВ

*С. А. Кинеловский*  
(Новосибирск)

В работе [1] приведены аналитические выражения, с хорошей точностью описывающие процесс схлопывания труб под действием скользящей детонации слоя ВВ достаточной большой толщины. Формулы справедливы