

## ДВИЖЕНИЕ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА И СТЕНОК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА ПРИ СИЛЬНОМ ВЗРЫВЕ

С. М. Бахрах, В. Н. Мохов, А. В. Певницкий,  
В. П. Севастьянов, В. И. Тарасов

При сильном подземном взрыве заряда, расположенного на одном конце пустого цилиндрического канала (примером такого взрыва может служить американский эксперимент „Marvel“ [1, 2]), возникает сложная картина течения продуктов взрыва по каналу и движения контактных границ. Для изучения происходящих явлений в данной работе аналогично [1, 2] используется численный метод, отличающийся от метода Tensog — Puff [3, 4] моделью учета эффектов турбулентности и счетной реализацией. Движение окружающего канал грунта может быть описано в гидродинамическом приближении; при расчете же течения по длинному каналу (трубе) необходим учет эффектов турбулентности (число Рейнольдса  $\sim 10^7$ ). К этим эффектам относятся турбулентное трение, теплоотдача и смывание (вовлечение в движение) вещества стенок.

Расчет течения в канале проводился по следующей системе уравнений, которая получена осреднением уравнений газовой динамики по турбулентным пульсациям и по сечению трубы [5]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\bar{u}}{dt} &= -\rho \operatorname{div} \bar{u} + 2/r \cdot j_r, \\ \rho \frac{d\bar{u}}{dt} &= -\operatorname{grad} p - 2/r [\tau_{xr} + j_r (u_x - u_{rp})] \bar{i}, \\ \frac{dE}{dt} &= \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2}{\rho r} \left[ \beta^2 j_r u_x^2 - q_r + \beta \tau_{xr} u_x - j_r \left( \frac{(\beta u_x)^2}{2} + f_1 E + \frac{p}{\rho} \right) \right], \\ dR/dt &= \bar{u}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $r$  — радиус трубы,  $\bar{i}$  — единичный вектор в направлении оси  $ox$  (совпадающей с осью канала),  $u_x$ ,  $u_{rp}$  — составляющие вдоль оси  $ox$  скорости вещества в трубе и в грунте,  $j_r = \alpha \rho u_x$  — поток вещества со стенок канала,  $\tau_{xr} = \eta \frac{u_x^2}{r}$  — поток импульса, обусловленный турбулентным трением на стенках,  $q_r = f_2 \rho u_x E + \nu T^m$  — поток тепла в стенку, включающий в себя как конвективный поток, так и поток за счет «обычной» теплопроводности,  $\beta$ ,  $f_1$ ,  $\eta$ ,  $f_2$  — некоторые константы, коэффициент  $\alpha$  определяется соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \left( 1 - \omega \frac{\int_0^t r j_r dt}{\int_0^t \frac{r q_r}{E_0} dt} \right)^N, \quad (2)$$

где интеграл, стоящий в числителе, определяет смывание, а в знаменателе — испаренную массу грунта.

Система (1) решалась численно методом расщепления по физическим процессам [6]. В начале счетного шага по времени решается «гидродинамическая» часть системы, которая получается, если все «негидродинамические» члены в уравнениях (1) положить равными нулю. Далее в неподвижной геометрии рассчитываются изменения плотности, скорости и внутренней энергии за счет турбулентных эффектов, т. е. решается «турбулентная» часть системы. Она рассчитывалась по явной условно устойчивой схеме. Анализ устойчивости приводит к следующему необходимому условию:

$$\tau^{n+1} \leq c \tau^n \rho^n / (\rho^{n+1} - \rho^n); \quad (c \leq 1),$$

которое использовалось как ограничитель счетного шага; в расчетах полагалось  $c = 0,01$ .

Система уравнений нестационарной двумерной гидродинамики решалась по методике [7], использующей в существенной части методику, изложенную в работе [8]. Численные расчеты были проведены для американского эксперимента „Magvel“, в котором мощность взрыва составляла 2,2 кт. Начальная геометрия расчетов изображена на рис. 1 ( $OB$  — ось симметрии;  $OA=1,5$  м,  $AB=122$  м,  $aA=0,5$  м;  $BC'=3$  м,  $CC'=4,5$  м). Грунт разбивался на две счетные области I и II (число точек  $6 \times 68$  и  $6 \times 84$  соответственно),  $III_1$  — продукты взрыва,  $III_2$  — воздух (число точек  $1 \times 36$  и  $1 \times 40$ ). Уравнение состояния грунта бра-лось в форме Ми-Грюнайзена ( $\rho_0=1,75$  г/см<sup>3</sup>,  $c_0=1,2$  км/с,  $n=8,455$ ,  $\Gamma=0,57$ ); параметры подбирались на основе экспериментальных данных по ударной адиабате аллювия [2]. Начальные данные в области  $III_1$ :  $\rho_0=1,3$  г/см<sup>3</sup>,  $E=5,84 \cdot 10^{13}$  эрг/г; в области  $III_2$ :  $\rho_0=1,1 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>,  $E=0$ ; использовались уравнения состояния для идеального газа,  $\gamma=1,7$ ,  $c_v=10$ . Расчеты проводились со следующими значениями параметров в уравнениях (1) и (2):

$$\alpha_0=0,02; \eta=0,003; f_1=1; f_2=0,0051; \nu=10^{-9};$$

$$\omega=1; E_0=10^{11}; \beta=1; m=4; N=1; u_{rp}=0.$$

Сравнение расчетов с экспериментальными данными по распространению воздушной ударной волны в канале приводится на рис. 2 (кри-

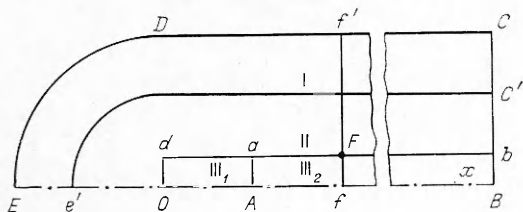


Рис. 1.

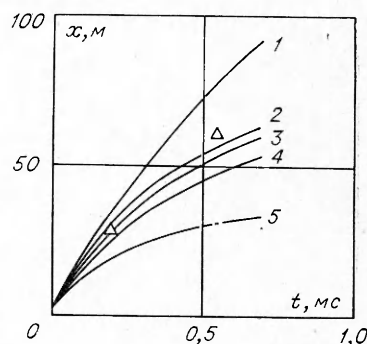


Рис. 2.

вая 2 — расчет; точки — эксперимент). Как показали расчеты, затухание ударной волны в канале определяется в основном эффектом смятия (увлечения) материала стенок трубы. Этот эффект в сильной степени зависит от полуэмпирической константы  $\alpha_0$ . На рис. 2 для сравнения представлены результаты расчетов с  $\alpha_0=0$  (кривая 1) и  $\alpha_0=0,06$  (кривая 5). Здесь же приводятся результаты исследования влияния показателя адиабаты продуктов взрыва (кривая 3 —  $\gamma=1,5$ , 4 —  $\gamma=1,3$ ;  $\alpha_0=0,02$ ).

Эффект захлопывания канала на расстоянии порядка диаметра от конца заряда имел место во всех расчетах. Ранее для детального изучения этого явления в других опытах с сильными взрывами был проведен ряд лабораторных экспериментов и двумерных расчетов [11]. Эффект захлопывания может быть понят из следующих качественных соображений. После взрыва происходит распад разрыва на контактных границах и начинается движение границ ПВ — грунт, ПВ — воздух и распространение ударных волн по грунту и воздуху. Поскольку плотность грунта много больше плотности воздуха, давление в ударной волне, распространяющейся по грунту после распада разрыва, оказывается существенно больше давления в волне, идущей по воздуху. Скорости контактной границы ПВ — воздух и ударной волны в воздухе в начальный момент существенно больше скорости границы ПВ — грунт и ударной волны в грунте. Ударная волна в грунте, распространяющаяся от

начального источника энергии, приобретает со временем сферическую форму.

Рассмотрим движение точки  $F$  канала, расположенной в сечении  $ff'$  (см. рис. 1). В эту точку сначала приходит ударная волна, распространяющаяся по воздуху. Канал под действием давления за фронтом этой волны начинает расширяться. Затем в это сечение приходит ударная волна, распространяющаяся по грунту, давление в которой существенно выше. Под действием возникшей разности давлений канал начинает схлопываться. Место захлопывания определяется характерным линейным параметром задачи — диаметром канала. Время начала захлопыва-

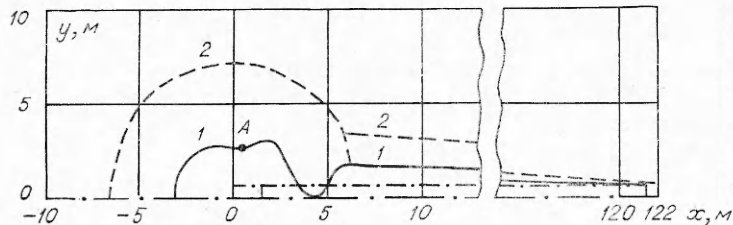


Рис. 3.

ния определяется временем, за которое ударная волна в грунте проходит расстояние, равное этому линейному параметру. Рис. 3, где приведены расчетные положения контактных границ (кривая 2) и фронтов ударных волн (кривая 1) на время  $t=1,18$  мс, подтверждает эти рассуждения.

На рис. 4 показана зависимость радиуса трубы в месте захлопывания от времени (1 — расчет с  $\gamma_{пв}=1,7$ ; 2 —  $\gamma_{пв}=1,5$ ; 3 —  $\gamma_{пв}=1,3$ ; доля продуктов взрыва, ушедшая из полости в канал, составляет соответственно 46, 47 и 49%).

Почти половина продуктов взрыва проникает в канал, а полная энергия  $E_{п} = 2\pi \int_0^R \rho (E + V^2/2) y dy dx$ , ушедшая за отметку  $z=22$  м (что

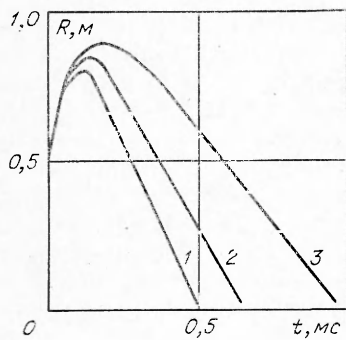


Рис. 4.

соответствует радиусу полости для взрыва мощностью 2,2 кт в аллювии), составляет 13—17%. Это хорошо согласуется с оценками, проведенными в работе [2].

В расчетах наблюдается проваливание грунта в центре полости (район точки  $A$ , рис. 3); здесь  $\rho \sim 0,1\rho_0$ . Это объясняется дополнительным падением давления за счет открытой трубы по сравнению с полностью сдержанным взрывом (эффект короткого удара [9, 10]).

Таким образом, удалось расчетным путем описать в основных чертах эксперимент "Marvel". Полученный в расчетах эффект захлопывания канала был ранее детально

исследован с помощью лабораторных экспериментов и двумерных расчетов. Полученное совпадение численных расчетов и экспериментальных данных по модельным опытам указывает на то, что двумерные расчеты сильного взрыва дают правильную картину захлопывания канала.

Поступила в редакцию  
10/XI 1975

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Crowley, H. D. Glenn. J. Appl. Phys., 1970, 41, 688.
2. В. К. Crowley, H. D. Glenn, R. E. Marks. J. Geo. Res., 1971, 76, 14, 3356.
3. В. К. Crowley. J. Comp. Phys., 1967, 2, 61.
4. В. К. Crowley, L. K. Baгг. J. Comp. Phys., 1971, 7, 167.
5. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. I. М., «Наука», 1965.
6. Н. Н. Яненко. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, «Наука», 1967.
7. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Л. Загускин и др. Труды Всесоюзного семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск, «Наука», 1969, с. 283.
8. И. Д. Софронов, Н. А. Дмитриев, Л. В. Дмитриева и др. Методика расчета двумерных нестационарных задач газовой динамики в переменных Лагранжа. М., ИПМ АН СССР, 1976, препринт № 59.
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
10. В. Б. Адамский, Н. А. Попов. ПММ, 1959, XXIII, 3, 564.
11. С. М. Бахрах, Л. Я. Игнатова и др. ФГВ, 1977, 13, 1, с.

## ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ЦИРКОНИЯ.

### 1. ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ЦИРКОНИЯ НА ЕГО ВОСПЛАМЕНЕНИЕ В КИСЛОРОДЕ

*У. И. Гольдшлегер, Е. А. Макарова, В. И. Розенбанд*

В работе [1] рассматривалось влияние на воспламенение прессованных образцов Zr таких факторов, как размер, дисперсность, плотность образцов, состав окислительной среды, предварительный нагрев таблеток и т. д. В ней не затрагивался механизм реакции, а именно: непосредственное влияние окисной пленки и растворенного кислорода на процесс воспламенения. Выяснение влияния этих факторов на воспламенение циркония и явилось целью данной работы.

Процесс воспламенения прессованных образцов циркония изучался в атмосфере неподвижного нагретого кислорода на установке, описанной в [1]. Для исследования были взяты образцы плотностью  $4,8 \text{ г/см}^3$ , спрессованные из циркония марки М-41, ЦМТУ-3145-52 (фракция  $< 45 \text{ мкм}$ ). Масса образцов  $m \sim 0,8 \text{ г}$ , диаметр  $d = 10 \text{ мм}$ , высота  $h = 2 \text{ мм}$ . На поверхность таблетки смесью каолина с жидким стеклом приклеивалась хромель-алюмелевая термопара. Перед вводом в камеру образец, подвешенный на термопаре, нагревался в слабом токе аргона до температуры кислорода в камере  $T_0$ . Этот нагрев позволял ликвидировать стадию нестационарного прогрева и считать, что все выделившееся тепло обусловлено реакцией.

Для изучения влияния толщины окисной пленки на воспламенение Zr образцы предварительно окислялись в токе кислорода в муфельной печи при температуре  $265^\circ\text{C}$ . Время выдержки образцов составляло от 30 мин до 6 ч. На рис. 1 показана зависимость критической температуры воспламенения  $T_{кр}$  от времени предварительной выдержки образцов в кислороде. Видно, что эта зависимость при больших временах выдержки (толстые начальные окисные пленки) стремится к насыщению. Такой вид зависимости обусловлен тормозящим влиянием окисной пленки на скорость реакции окисления. Действительно, обычные кривые зависимости толщины окисной пленки или привеса от времени,