

3. Н. Н. Фаддеенков. ФТПРПИ, 1974, 6, 40.
4. В. М. Цветков, И. А. Сизов, А. Д. Поликарпов. ФТПРПИ, 1977, 4.
5. В. М. Цветков, И. А. Сизов, Н. М. Сырников. ФТПРПИ, 1977, 6.
6. В. М. Цветков, Б. Г. Лукишов, Л. Д. Лившиц. ФТПРПИ, 1979 (в печати).
7. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР, 1941, 31, 2.
8. Н. В. Мельников, Л. Н. Марченко.— В сб.: Взрывное дело № 45/2, М., Гостехиздат, 1960.

## ТЕМПЕРАТУРА И ДАВЛЕНИЕ ГАЗОВ В ПОЛОСТИ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА

*В. А. Егоров, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов*  
(Москва)

Исследование температуры и давления газообразных продуктов взрыва в полости взрыва после окончания гидродинамической фазы проводилось в работах [1, 2]. В [1] приведены данные эксперимента, полученные при измерении давления газов в полости, и предложена расчетная зависимость температуры продуктов взрыва, которая учитывает остывание газов из-за теплопередачи. Решение задачи о температуре и давлении продуктов взрыва в полости с учетом присоединения вещества расплава к газам полости и остывания их из-за излучения и теплообмена рассматривалось в [2].

В настоящей работе исследование температуры и давления газов в полости подземного взрыва проводится с учетом теплообмена продуктов взрыва с поверхностью расплава, теплопроводности породы, конденсации тугоплавкого компонента и утечки газов из полости под действием избыточного давления.

При подземном взрыве образуется ударная волна, которая при своем движении от точки взрыва последовательно испаряет, расплавляет и разрушает окружающую породу. Известно [3—5], что при сильном взрыве ударной волной испаряется  $\sim 70$  т породы на 1 кт мощности. Используя результаты взрыва «Райниер» [6] (мощность 1,7 кт, туф), получаем из оценки зоны испарения ( $\sim 2,3$  м) и зоны плавления ( $\sim 3,3$  м), что ударной волной плавится приблизительно 150 т породы на 1 кт взрыва.

Аналогично [7] будем считать, что продукты взрыва в полости состоят из тугоплавкого компонента породы ( $\text{SiO}_2$ ), паров воды и летучего компонента ( $\text{CO}_2$ ). Радиус полости, образовавшейся при подземном взрыве, зависит от мощности заряда, глубины его заложения, содержания воды и летучих компонентов в породе [8, 9]

$$R_0 = c_0 q^h (\rho h)^{-1/4}. \quad (1)$$

Здесь  $R_0$  — радиус полости;  $\rho$  — плотность породы;  $h$  — глубина заложения заряда;  $q$  — мощность взрыва. Значение постоянной  $c_0$  определено для нескольких типов пород в [9].

Исследование давления продуктов взрыва на момент окончания расширения полости подземного взрыва проводилось в [5]. Численные расчеты показали, что давление газов в полости можно аппроксимировать следующей зависимостью:

$$p_0 = k \rho g h, \quad (2)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения; множитель  $k$  зависит от свойств породы и изменяется от 1,3 до 2,3 [5].

Начальная температура газов в полости для рассматриваемой задачи определяется по известному давлению и радиусу полости из уравнения состояния смеси продуктов взрыва. Предполагая, что поведение газов в полости описывается уравнением состояния идеального газа, получим

$$T_0 = \frac{4\pi R_0^3}{3A(M_{10}\mu_1^{-1} + M_{20}\mu_2^{-1} + M_{30}\mu_3^{-1})}. \quad (3)$$

Здесь  $A$  — газовая постоянная;  $M_{10}$ ,  $M_{20}$ ,  $M_{30}$  — количество испаренной породы, паров воды и углекислого газа;  $\mu_1$ ,  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  — молекулярные веса породы, воды и углекислого газа.

Остывание продуктов взрыва в полости рассмотрим при следующих предположениях: 1) газ в полости равномерно перемешан и его температура не зависит от координаты, 2) полость не обрушивается и провальная воронка не образуется, 3) на границе фазового перехода расплав — твердая порода температура вещества предполагается равной температуре плавления  $\text{SiO}_2$ , 4) в некоторый момент времени  $t^*$  начинается утечка газов из полости подземного взрыва.

Изменение температуры взрывных газов в полости взрыва описывается уравнением сохранения энергии [10, 11]

$$dE/dt = -sHu/V \cdot \Theta(t-t^*) + Q, \quad (4)$$

где  $E$  — энергия газов в полости;  $H$  — энтальпия;  $V$  — объем полости подземного взрыва;  $s$  — поверхность утечки продуктов взрыва из котловой полости;  $u$  — скорость утечки на границе полости;  $\Theta(x)$  — единичная функция;  $t^*$  — время начала утечки продуктов взрыва;  $Q$  — тепловая энергия от внешних источников.

Уравнения изменения массы испаренной породы, паров воды и углекислого газа в полости имеют следующий вид:

$$\frac{dM_1}{dt} = -\frac{sM_1u}{V} \Theta(t-t^*) + 4\pi R_1^2 \rho_e \frac{dR_1}{dt}, \quad (5)$$

$$DM_j/dt = -sM_ju/V \cdot \Theta(t-t^*), \quad j=2, 3. \quad (6)$$

Здесь  $R_1$  — радиус полости взрыва;  $\rho_e$  — плотность расплавленной породы.

Используя (5), (6) и учитывая, что  $E = T \sum_{j=1}^3 c_{jv} M_j$ ,  $H = E + pV$ , из уравнения (4) получим

$$\frac{dT}{dt} = \sum_{j=1}^3 c_{jv} M_j = -spu \Theta(t-t^*) + 4\pi R_1^2 \rho_e c_{1v} \frac{dR_1}{dt} + Q, \quad (7)$$

где  $p$  и  $T$  — давление и температура газов в полости;  $c_{1v}$ ,  $c_{2v}$ ,  $c_{3v}$  — теплоемкости тугоплавкого компонента породы, паров воды и углекислого газа;  $Q$  определяется равенством

$$Q = -4\pi R_1^2 [\sigma(\epsilon_1 T^4 - \epsilon_2 T_k^4) + n(T - T_k) - c_{1v} T_k \rho_e \frac{dR_1}{dt}]. \quad (8)$$

В (8)  $T_k$  — температура кипения  $\text{SiO}_2$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — степень черноты продуктов взрыва и расплавленной породы;  $n$  — коэффициент конвективного теплообмена;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Изменение радиуса полости из-за дополнительного испарения расплава описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$\sigma(\varepsilon_1 T^2 - \varepsilon_2 T_K^4) + n(T - T_K) = \rho_e L \frac{dR_1}{dt} - \lambda \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R_1}, \quad (9)$$

в котором  $L$  — удельная теплота испарения  $\text{SiO}_2$ ;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности расплава;  $T_1(r, t)$  — температура расплавленной породы.

Используя (8) и (9), из выражения (7) получим в окончательном виде уравнение для изменения температуры газов в полости

$$\frac{dT}{dt} \sum_{j=1}^3 c_{jv} M_j = -spu\Theta(t - t^*) - 4\pi R_1^2 [c_{1v}(T - T_K) \rho_e \frac{dR_1}{dt} + \rho_e L \frac{dR_1}{dt} - \lambda \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R_1}]. \quad (10)$$

Движение границы фазового перехода расплав — твердое тело описывается уравнением [12]

$$\rho L_1 \frac{dR_2}{dt} = -\lambda \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R_2} + \lambda_1 \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=R_2}. \quad (11)$$

Здесь  $R_2(t)$  — радиус зоны газ плюс расплав;  $L_1$  — удельная теплота плавления породы;  $\lambda_1$  — коэффициент теплопроводности породы;  $T_2(r, t)$  — температура твердой фазы.

Система уравнений (5)–(6), (9)–(11) имеет следующие начальные условия:

$$\begin{aligned} M_j(t=0) &= M_{j0}, \quad j=1, 2, 3, \quad R_1(t=0) = R_0, \\ T(t=0) &= T_0, \quad R_2(t=0) = R_0 + C, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $C$  — начальная толщина слоя расплава.

Уравнения теплопроводности в расплавленной и раздробленной породе имеют вид

$$\partial T_1 / \partial t = \kappa / r \cdot \partial^2 (r T_1) / \partial r^2, \quad 0 \leq t < \infty, \quad R_1 \leq r \leq R_2, \quad (13)$$

$$T_1(R_1, t) = T_K, \quad T_1(R_2, t) = T_{пл}, \quad (14)$$

$$\partial T_2 / \partial t = \kappa_1 / r \cdot \partial^2 (r T_2) / \partial r^2, \quad 0 \leq t < \infty, \quad R_2 \leq r < \infty, \quad (15)$$

$$T_2(R_2, t) = T_{пл}, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} T_2(r, t) = T_\phi. \quad (16)$$

В (13) и (15)  $\kappa$  и  $\kappa_1$  — температуропроводности расплавленной и твердой породы;  $T_{пл}$  — температура плавления тугоплавкого компонента;  $T_\phi$  — температура раздробленной породы, достаточно удаленной от полости.

Начальное распределение температуры в расплавленной породе аппроксимируем выражением

$$T_1(r, t=0) = \frac{(T_K - T_{пл}) R_0 (R_0 + C)}{Cr} - \frac{T_K R_0 - T_{пл} (R_0 + C)}{C}, \quad (17)$$

$$R_0 \leq r \leq R_0 + C.$$

Зависимость температуры в раздробленной породе от расстояния в начальный момент времени можно представить в виде [14]

$$T_2(r, t=0) = T_\phi + (T_{пл} - T_\phi) \exp(-6\sqrt{r - R_2}), \quad r \geq R_2. \quad (18)$$

Система уравнений (5)–(6), (9)–(11), (13), (15) с начальными и граничными условиями (12), (14), (16)–(18) описывает изменение температуры в системе газ–расплав–раздробленная порода до начала конденсации тугоплавкого компонента породы в полости подземного взрыва.

Давление газов в полости равно сумме парциальных давлений смеси продуктов взрыва

$$p = \sum_{j=1}^3 p_j, \quad (19)$$

где давление каждого компонента определяется из уравнения состояния

$$p = \frac{3M_j AT}{4\pi\mu_j R_1^3}, \quad j = 1, 2, 3. \quad (20)$$

Давление насыщенных паров  $\text{SiO}_2$  в полости описывается кривой насыщения [15, 17]

$$p_s = \exp(a - bT^{-1}), \quad (21)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные.

При конденсации тугоплавкого компонента породы из (20) и (21) получаем

$$M_1(t) = \frac{4\pi\mu_1 R_1^3}{3AT} \exp(a - bT^{-1}). \quad (22)$$

С другой стороны,  $M_1$  в полости подземного взрыва изменяется из-за утечки газов и конденсации паров тугоплавкого компонента породы на поверхности расплава, согласно уравнению (5). Радиус полости при конденсации паров  $\text{SiO}_2$  определяется из совместного решения уравнений (5) и (22). В соответствии с проведенными оценками стекания вязкой жидкости и продавливания расплава в раздробленную породу принималось, что утечка продуктов взрыва из полости начинается через 30 с после взрыва.

Решение системы уравнений, описывающей изменение температуры, давления, плотности газов и массы расплавленной породы в полости взрыва, проводилось численным методом на ЭВМ. Дифференциальные операторы в уравнениях и условиях заменялись разностными операторами. Уравнения (13) и (15) аппроксимировались разностными уравнениями по трехточечной схеме с переменным шагом по координате [18].

Исследование температуры и давления газов в полости подземного взрыва проводилось при следующих значениях физических параметров [16, 17]:  $c_{1v} = 1,15$ ,  $c_{2v} = 5$ ,  $c_{3v} = 1,3$  кДж/(кг·град),  $\lambda = 8$ ,  $\lambda_1 = 4$  Вт/(м·град),  $\rho_e = 3 \cdot 10^3$ ,  $\rho = 2,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $n = 0,42$  кДж/(м<sup>2</sup>·с·град),  $R_0 = 12$  м,  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_2 = 0,9$ . Для скорости утечки газов из полости использовались расчетные данные, полученные по методике, аналогичной [19, 20]. В результате численного решения системы уравнений, описывающей состояние продуктов взрыва в полости, получены зависимости от времени температуры и давления газов, количества испаренного и расплавленного тугоплавкого компонента породы.

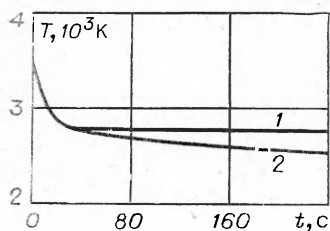


Рис. 1.

Рис. 1 иллюстрирует зависимость температуры продуктов взрыва в силикатной породе (98%  $\text{SiO}_2 + 1\% \text{H}_2\text{O} + 1\% \text{CO}_2$ ) от времени. Начальная температура газов принимается

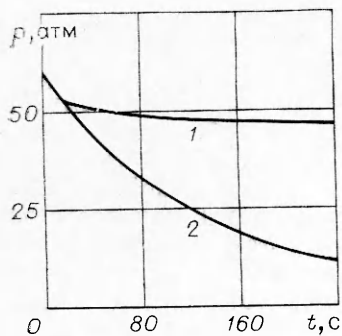


Рис. 2.

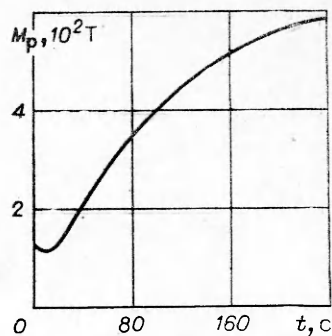


Рис. 3.

лась равной 3500 К. Кривая 1 соответствует изменению температуры газа в полости без утечки продуктов взрыва, кривая 2 учитывает фильтрацию испаренных компонентов породы из полости подземного взрыва. Как видно, утечка продуктов взрыва из полости не оказывает заметного влияния на зависимость температуры газов от времени. До момента начала конденсации из-за излучения газов и конвективного теплообмена с расплавленной породой происходит резкое уменьшение температуры продуктов взрыва.

На рис. 2 показана зависимость давления испаренных компонентов породы в котловой полости от времени для взрыва в силикатной породе (обозначения кривых аналогичны рис. 1). Видно, что давление газов в полости подземного взрыва существенным образом зависит от утечки продуктов взрыва из полости.

Изменение количества расплавленной породы в полости подземного взрыва из-за процессов конденсации, испарения и плавления представлено на рис. 3. Уменьшение количества расплава в начальный момент времени после взрыва связано с тем, что до начала конденсации тугоплавкого компонента породы вещество расплава испаряется и присоединяется к газообразным продуктам взрыва в полости. Далее будет происходить увеличение количества расплавленной породы в полости, во-первых, из-за конденсации тугоплавкого компонента породы и, во-вторых, из-за плавления породы. Проведенные расчеты показали, что общее количество расплавленной породы в полости подземного взрыва приблизительно равно 600 т на 1 кт взрыва. Этот результат согласуется с экспериментальными данными [7] (500—600 т на 1 кт мощности взрыва).

Зависимость массы испаренного тугоплавкого компонента породы ( $\text{SiO}_2$ ) от времени в полости показана на рис. 4. Кривая 1 соответствует изменению количества испаренного  $\text{SiO}_2$  в полости без утечки продуктов взрыва, кривая 2 получена при учете фильтрации газов из полости. Некоторое увеличение количества паров  $\text{SiO}_2$  в полости подземного взрыва объясняется дополнительным испарением расплавленной породы. Фильтрация газообразных продуктов взрыва усиливает конденсацию тугоплавкого компонента породы, поскольку продукты взрыва, проникая в трещины и поры окружающей раздробленной породы, охлаждаются из-за адиабатического расширения.

Проведенные расчеты показали, что через 4,5 мин после взрыва мощностью 1 кт в полости остается лишь 5% от первоначальной массы паров  $\text{SiO}_2$ . Конденсация тугоплавкого компонента породы заканчи-

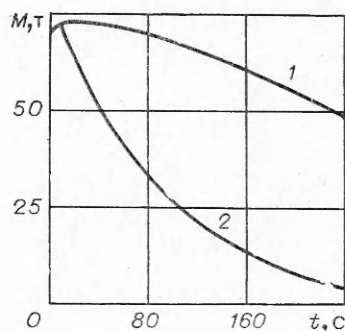


Рис. 4.

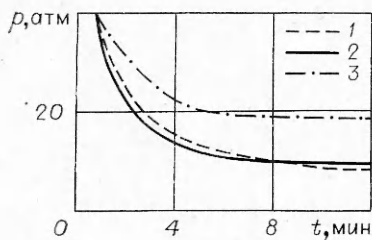


Рис. 5.

вается приблизительно через 6,5 мин после взрыва.

При исследовании влияния физических параметров задачи на температуру и давление газообразных продуктов взрыва в полости выяснилось, что отклонение в 50% от начальной температуры приводит уже через 1 мин после взрыва к неточности в температуре и давлении газов меньше 2%.

В системе уравнений и условиях (5), (6), (9) — (18)  $R_1$  и  $R_2$  изменяются со временем из-за процессов испарения, конденсации и плавления. Кроме того, расплавленная порода стекает в нижнюю часть полости [21], поэтому величина градиента температур в расплавленной породе, вообще говоря, не остается постоянной. Однако проведенные расчеты при фиксированной толщине слоя расплава (1,2 и 4 см) показали, что заметного влияния на температуру и давление взрывных газов в полости величина слоя расплавленной породы не оказывает. Это обстоятельство позволяет в первом приближении не учитывать стекание расплава при решении задачи об изменении температуры и давления продуктов взрыва.

На рис. 5 показано сравнение результатов расчета давления газообразных продуктов взрыва в полости с данными эксперимента (взрыв в туфе, мощность 6,5 кт) [1]: 1 — данные опыта, 2 — по методике, описанной выше, 3 — давление газов в котловой полости при утечке продуктов взрыва, но без учета влияния тепловых процессов [19]. Отличие между измеренным и рассчитанным давлением газообразных продуктов взрыва в работе [1] объясняется конденсацией пара в полости. Однако проведенные расчеты показали, что учет влияния одного процесса конденсации пара не дает согласия с экспериментом.

Результаты настоящей работы можно использовать в качестве граничных условий при расчете выхода газообразных продуктов подземного взрыва в атмосферу. Улучшение приведенных результатов возможно при дальнейшем уточнении физических параметров задачи и учете химических реакций, которые происходят с газообразными продуктами взрывов при высоких температурах.

Авторы благодарят В. С. Фетисова за обсуждение работы.

Поступила в редакцию 18/VIII 1978,  
после доработки — 21/XII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. W. Olsen. J. Geophys. Res., 1967, **72**, 20.
2. C. E. Chapin. Symposium on Engineering with nuclear explosive, Las Vegas, Nevada, 14—16 January, 1970.
3. С. З. Дунин, В. К. Сироткин. ПМТФ, 1977, 4.
4. T. R. Butkovich. J. Geophys. Res., 1971, **76**, 8.
5. T. R. Butkovich. The gas equation of state of natural materials, UCRL-14729.
6. G. W. Johnson, G. H. Higgins, C. E. Violet. J. Geophys. Res., 1959, **6**, 10.
7. Ю. А. Израэль. Мирные ядерные взрывы и окружающая среда. Л., Гидрометеоиздат, 1974.
8. M. Nordyke. IAEA-PL-388/12, Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March, 1970.
9. G. H. Higgins, T. R. Butkovich. Effect of water content, yield, medium and depth of burst on cavity radii, UCRL-50203, 1967.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

12. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966.
13. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
14. Г. В. Джонсон и др. Подземные ядерные взрывы. Пер. с англ. М., ИЛ, 1962.
15. Справочник химика. Т. V. М.—Л., «Химия», 1966.
16. Дж. Перри. Справочник инженера-химика. Т. I. Л., «Химия», 1969.
17. Р. Е. Кржижановский, З. Ю. Штерн. Теплофизические свойства неметаллических материалов. М., «Энергия», 1976.
18. А. А. Самарский. Теория разностных схем. М., «Наука», 1977.
19. В. В. Адушкин, П. Б. Каазик. ПМТФ, 1976, 1.
20. В. И. Куликов. ФГВ, 1972, 8, 4.
21. S. Depiuch, F. Supiot. Phenomenologia general des explosions nucleaires sousterraines, Rapport CEA, 1969, 3750.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕСЖАТЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев, М. Е. Топчян  
(Новосибирск)

Изучению пересжатых детонационных волн посвящены работы [1, 2]. Между тем пересжатые волны возникают в практике эксперимента довольно часто, например, в случае перехода горения в детонацию, при восстановлении детонационной волны в случае выхода в резкое расширение канала, при переходе волн из трубы с широким сечением в узкое. Наблюдаются пересжатые детонационные волны и как элементы стационарных и нестационарных тройных конфигураций спиновой и многофронтной детонации. При отражении ударной волны в реагирующем газе от твердой стенки также может возникнуть пересжатая детонационная волна.

Как показывают равновесные расчеты [3], уже небольшое увеличение скорости детонационной волны приводит к резкому увеличению давления, плотности и массовой скорости газа в лабораторной системе отсчета. Хотя рост температуры и демпфируется процессами диссоциации, тем не менее он также заметен. Для иллюстрации на рис. 1 приведены результаты точного равновесного расчета параметров пересжатых детонационных волн в смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  при начальном давлении  $p_0 = 1$  атм и температуре  $T_0 = 298,15$  К [3]. Здесь  $\alpha$  — отношение скорости волн к скорости Чепмена — Жуге, равной при этих условиях 2424 м/с,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура,  $v$  — массовая скорость газа в лабораторной системе отсчета,  $q$  — энерговыделение в ходе химической реакции (все величины приведены отнесенными к их значениям в состоянии Жуге). В силу указанного в [3] подобия детонационных адиабат для смесей других составов ход относительных параметров с пересжатием будет таким же. Как можно видеть из графиков, пересжатие по скорости на 30% приводит к увеличению плотности в 2,2 раза, давления в 2,7 раза, массовой скорости в 2,2 раза, температуры в 1,14 раза.

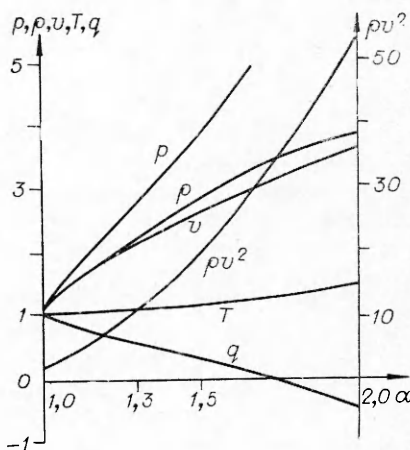


Рис. 1.