

Рис. 5. Вид цилиндрических поверхностей после обработки гексопластом (а), аммонитом (б) и двухслойным зарядом ВВ (в).

наличие микро- и макронарушений материала в упрочненном образце (рис. 4, в). Этот результат не согласуется с рассмотрением дополнительного слоя ВВ как активной «забивки», позволяющей управлять полем динамических напряжений в образце. Тенденция к «залечиванию» разрывов наглядно иллюстрируется также при сравнении двух магистральных трещин вдоль образующих цилиндра (рис. 5, а, б).

Таким образом, предполагаемый механизм действия комбинированных зарядов ВВ, используемых при упрочнении металлов, нашел определенное подтверждение в описанных выше опытах.

*Поступила в редакцию 15/IX 1978,
после доработки — 6/IV 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., Наука, 1975.
2. М. Ф. Друкованный, Е. А. Семенюк и др. ФТПРПИ, 1973, 5.
3. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
4. Дж. Ф. Нотт. Основы механики разрушения. М., Металлургия, 1978.
5. Р. П. Дядык, Л. В. Грязнова. ФГВ, 1974, 10, 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВВ В ПЛОТНЫХ СРЕДАХ

*Г. М. Ляхов, В. А. Коваленко, Е. А. Коваленко
(Москва)*

В настоящее время применяется большое количество промышленных ВВ с различными физико-механическими характеристиками. Изыскание путей повышения эффективности взрыва существующих ВВ и определение характеристик новых, более рациональных ВВ, должно

основываться на установлении связи между физико-механическими свойствами ВВ и действием взрыва в окружающей среде. Последнее зависит как от детонационных характеристик ВВ, так и от свойств среды и зависит от параметров взрывных волн. Определение эффективности ВВ поэтому должно основываться на решении волновых задач, включающих расчет параметров детонационной волны, ее взаимодействия со средой и параметров взрывной волны в среде. При этом необходимо рассматривать различные комбинации ВВ и окружающей среды, находить оптимальные соотношения этих свойств. В зависимости от формы заряда нужно рассматривать плоские, сферические или цилиндрические волны.

Ниже приведено решение для водонасыщенных грунтов с различным содержанием заземленного воздуха, двух ВВ — тротила и зерногранули 80/20 и двух форм заряда — плоского и сферического. К ВВ применена классическая схема реальной детонации, учитывающая распространение детонационной волны, инициируемой в центре сферического или в центральном сечении плоского заряда.

Расширение продуктов детонации часто описывается одночленным изэнтропическим уравнением состояния [1]

$$p = p_n (\rho/\rho_n)^\gamma, \quad (1)$$

где p_n и ρ_n — давление и плотность на фронте детонационной волны; γ — показатель энтропии. При уменьшении давления в продуктах детонации применяется уравнение

$$p = p_0 (\rho/\rho_0)^{k_0}, \quad (2)$$

где p_0 — атмосферное давление; ρ_0 — соответствующая ему плотность продуктов детонации.

Ниже применяется более точное изэнтропическое уравнение [2—5]

$$p = A\rho^n + B\rho^{\gamma+1}. \quad (3)$$

При $p \rightarrow p_n$ это уравнение переходит в (1), а при $p \rightarrow p_0$ — в (2). В случае применения уравнений (1) и (2) скорость звука в точке сопряжения испытывает скачок, в случае уравнения (3) — меняется везде непрерывно.

Внутренняя энергия продуктов детонации E на фронте детонационной волны равна сумме теплоты взрыва Q и энергии ударного перехода

$$E = Q + (p_n - p_0)(1/\rho_n - 1/\rho_0)/2.$$

Величины A , B , n и γ , характеризующие свойства ВВ, определяются из условий: кривые (1) и (3) имеют общую точку p_n , ρ_n и касательную в ней, кривые (2) и (3) имеют общую касательную при $p \rightarrow p_0$; расширяясь от ρ_n до ρ_0 , продукты детонации совершают работу, равную внутренней энергии E . Из этих условий следует система уравнений для определения A , B , n и γ :

$$p_n = A\rho_n^n + B\rho_n^{\gamma+1}, \quad k = n + B\rho_n^{\gamma+1}(\gamma + 1 - n)/p_n,$$

$$Q + (p_n - p_0)(1/\rho_n - 1/\rho_0)/2 = -p_n/\rho_n(n + 1) + B\rho_n^\gamma(n - 1 - \gamma)/\gamma(n - 1), \quad (4)$$

$$\gamma = k_0 - 1.$$

Учитывая, что на фронте детонационной волны в случае уравнения (1) выполняются условия $p_n = \rho_0 D_n^2(k + 1)$ и $\rho_n = \rho_0(k + 1)/k$, где D_n — скорость детонации, найдем, что величины A , B , n и γ полностью определяются заданием пяти характеристик ВВ: D_n , Q , k , k_0 и ρ_0 .

Расчеты проведены для тротила и зерногранули 80/20. Тротил рассматривается как стандартное ВВ. Зерногранулит, при близкой к тротилу теплоте взрыва, характеризуется соответственно меньшими значе-

ниями D_n , ρ_0 и k . Его свойства близки большой группе промышленных ВВ малой бризантности. В расчетах, в соответствии с [6], принимались следующие характеристики ВВ:

ВВ	$\rho_0 \cdot 10^3, \text{кг/м}^3$	$D_n, \text{м/с}$	$Q, \text{ккал/кг}$	k	k_0
Тротил	1,6	6900	1000	3,0	1,25
Зерногранулит 80/20	1,0	4300	990	1,68	1,25

При этих значениях характеристик получим у тротила $p_n = 194 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, $\rho_n = 2,13 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, у зерногранулита $p_n = 65 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, $\rho_n = 1,52 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$.

В расчетах применяются различные модели плотной среды. Здесь использовалась модель, которая позволяет оценить эффективность сравниваемых ВВ. Водонасыщенный грунт рассматривался как трехкомпонентная среда без вязкости, включающая твердый, жидкий и газообразный компоненты [3, 7]. Газ находился в виде пузырьков, изолированных друг от друга остальными компонентами. Уравнение сжатия и разгрузки среды, в соответствии с [3, 7], имеет вид

$$\rho_0/\rho = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i}, \quad (5)$$

$$\rho_0 = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \rho_{i0}, \quad \sum_{i=1}^3 \alpha_i = 1.$$

Величины с индексом 1 относятся к заземленному воздуху, 2 — к поровой воде, 3 — к твердым частицам (кварцу), α_i — содержание по объему i -го компонента, ρ_{i0} — плотность, c_{i0} — скорость звука в i -м компоненте при $p = p_0$. При $\alpha_3 = 0$ получим уравнение двухкомпонентной среды вода—воздух. Применимость этой модели к водонасыщенным грунтам и к жидкостям с пузырьками газа подтверждена опытами [3, 7—9].

Расчеты выполнены при $\alpha_1 = 0,01$, $\alpha_2 = 0,39$ и $\alpha_3 = 0,6$, что соответствует водонасыщенному грунту с малым содержанием воздуха и объемной массой скелета $\gamma_0 = 1590 \text{ кг/м}^3$, а также при $\alpha_1 = 0,1$, $\alpha_2 = 0,3$ и $\alpha_3 = 0,6$, т. е. при большом содержании воздуха, но при той же величине γ_0 . Такой выбор грунтов связан с тем, что интенсивность угасания волн в первую очередь определяется содержанием воздуха. В расчетах принято: $\rho_{10} = 1,29 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{20} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{30} = 2650 \text{ кг/м}^3$, $c_{10} = 330 \text{ м/с}$, $c_{20} = 1500 \text{ м/с}$, $c_{30} = 4500 \text{ м/с}$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 7,615$, $\gamma_3 = 4$.

Решение проведено на БЭСМ-6 методом характеристик в переменных Лагранжа (r — пространственная координата в единицах длины, t — время). Задача сводится к интегрированию системы основных уравнений движения сплошной среды

$$\begin{aligned} \partial V/\partial t + 1/\rho_0 (R/r)^v \cdot \partial u/\partial r - v u V/R &= 0, \\ \partial u/\partial t + 1/\rho_0 \cdot (R/r)^v \cdot \partial p/\partial r &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где R — эйлерова координата. Для плоского и сферического течения $v = 0$ и $v = 2$ соответственно. Система замыкается уравнением (3) для продуктов детонации, уравнением (5) — для водонасыщенного грунта. Граничные условия: в центре симметрии скорость частиц (массовая скорость) равна нулю, на фронте детонационной волны $\rho_n = \rho_0(k+1)/k$, $p_n = \rho_0 D_n^2/(k+1)$, на контактном разрыве давление и скорость в продуктах детонации и в среде соответственно равны, на фронте ударной волны в среде

$$p - p_0 = \rho_0 u D, \quad (\rho - \rho_0) D = \rho u.$$

В расчетах заряды различных ВВ имели одинаковую массу. Вследствие различной плотности их радиус или толщина были различны. Введем безразмерное расстояние

$$R^0 = R/R_0,$$

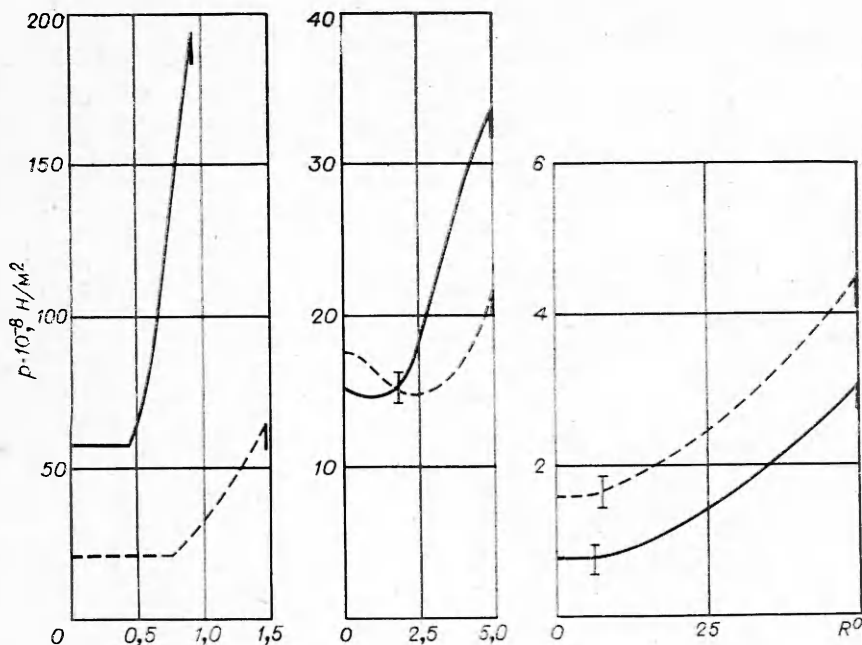


Рис. 1.

где R_0 — для сферы радиус, а для плоского случая половина толщины заряда тротила. Безразмерное время $\tau = tD_n/R_0$, где D_n — скорость детонационной волны в тротиле.

Рассмотрим расположение плоской волны в водонасыщенном грунте с большим содержанием воздуха ($\alpha_1 = 0,1$). На рис. 1 представлено распределение давления в продуктах детонации и в грунте, когда фронты детонационных волн достигают границы заряда и среды (для тротила $R^0 = 1$, для зерногранулита $R^0 = 1,6$) и когда фронты волн в грунте находятся на расстоянии 5 и 50. Сплошные линии здесь и далее соответствуют тротилу, штриховые — зерногранулиту. Вертикальные линии определяют положение границы T .

В момент достижения детонационной волной границы T давление в продуктах детонации существенно выше для заряда тротила. При $R^0 = 5$ давление на фронте ударной волны также выше для тротила. Однако за фронтом волны давление в случае зерногранулита падает медленнее и в продуктах детонации оказывается большим, чем для заряда тротила. При $R^0 = 50$ в грунте и в продуктах детонации давление выше для зерногранулита.

На рис. 2 представлена зависимость максимального давления на фронте ударной волны в грунте. На малых расстояниях для тротила давление выше. При $R^0 \approx 21$ давление в обоих случаях одинаково, а на больших расстояниях оно больше для зерногранулита. На рис. 2 представлена также зависимость пути, пройденного фронтом волны в среде, от времени. Начальная точка для тротила $R^0 = 1$, в случае зерногранулита $R^0 = 1,6$. Скорость ударной волны в грунте сначала больше для тротила, затем (при $R^0 \geq 21$) в случае зерногранулита, поэтому фронт волны, создаваемой взрывом заряда тротила, сначала выдвигается вперед, а затем начинает отставать и при $R^0 \geq 38$ оказывается сзади фронта, соответствующего зерногранулиту.

Графики изменения давления за фронтом волны со временем (профиль волны) на расстояниях \bar{r}^2 , равных 10 (а), 20 (б) и 50 (в), приведены на рис. 3. На всех расстояниях давление за фронтом убывает быстрее в случае тротила и при $R^0 \geq 21$ давление на фронте и за ним больше для заряда зерногранулита.

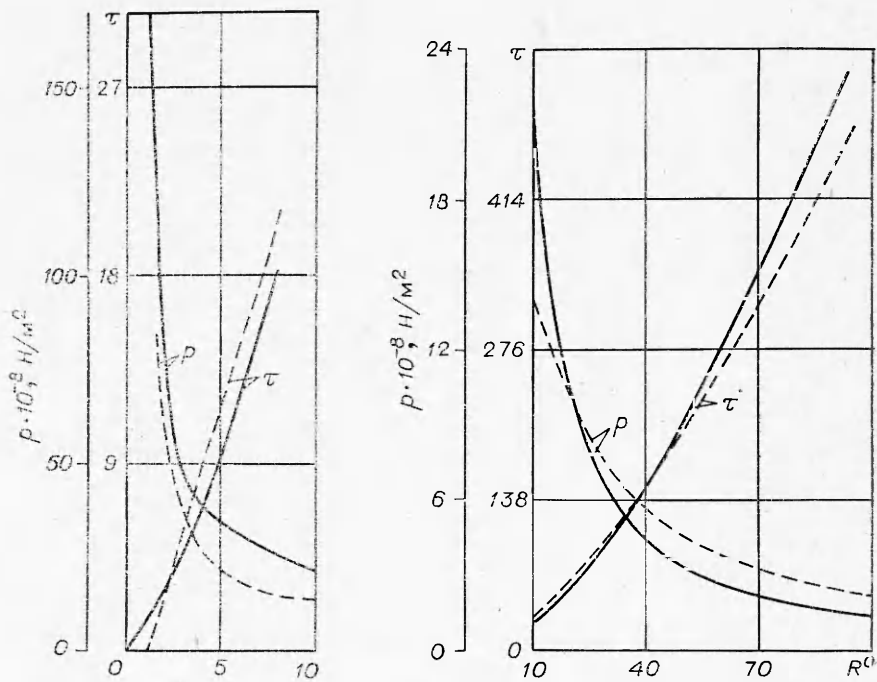


Рис. 2.

На рис. 4 даны зависимости максимального давления на фронте волн в грунте от расстояния для сферического заряда ВВ. Линии 1 относятся к комбинации тротил — водонасыщенный грунт с содержанием воздуха $\alpha_1 = 0,01$, 2 — к зерногранулилу и грунту с $\alpha_1 = 0,01$, линии 3 соответствуют тротилу и грунту с $\alpha_1 = 0,1$, 4 — зерногранулилу и грунту с $\alpha_1 = 0,1$. Увеличение сжимаемости грунта, связанное с возрастанием содержания воздуха α_1 , приводит к снижению максимального давления для зарядов тротила и зерногранулилу. На малых расстояниях максимальное давление выше для тротила, на больших — для зерногранулилу. Пересечение соответствующих кривых происходит в грунте с $\alpha_1 = 0,1$ при $R^0 \approx 3,5$, а с $\alpha_1 = 0,01$ при $R^0 \approx 7,5$. С возрастанием сжимаемости грунта область вокруг заряда ВВ, где давление выше в случае тротила, уменьшается.

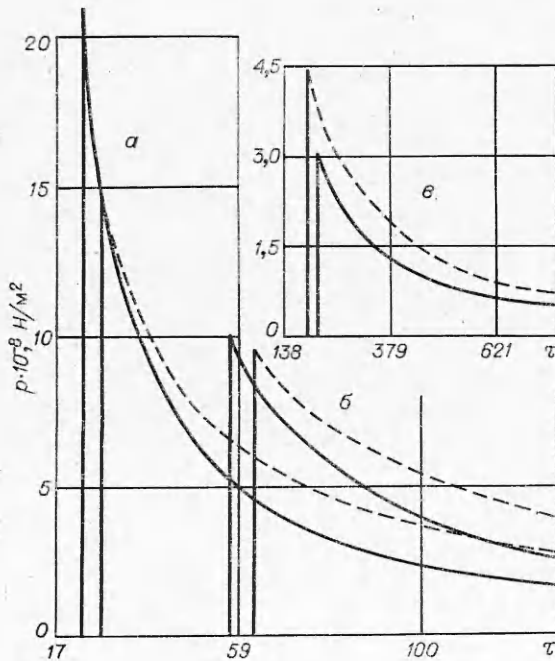


Рис. 3.

Интенсивность угасания волн при распространении связана с потерями энергии. Диссипативные потери энергии в водонасыщенном грунте, как и в воде, происходят только на фронте ударной

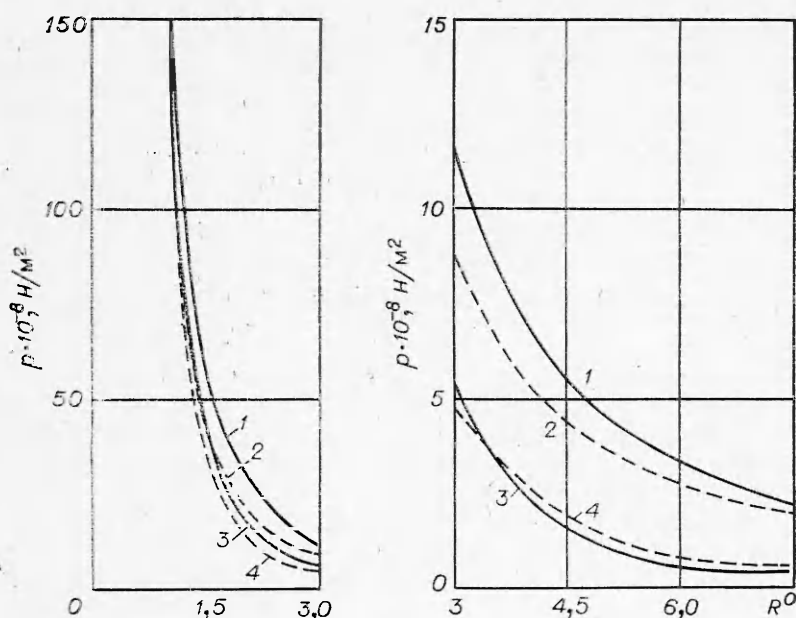


Рис. 4.

волны. Методы расчета потерь рассматривались в работах [8, 10]. После сжатия среды на скачке и ее расширения за фронтом волны до атмосферного давления p_0 среда оказывается нагретой, а внутренняя энергия E_1 больше, чем E_0 до прихода волны. Тепловые потери на фронте составляют

$$\Delta E(p) = E_1 - E_0 = (p + p_0)(V_0 - V)/2 - \int_{V_0}^V p dV, \quad (7)$$

где $p(V)$ — уравнение сжатия и разгрузки среды.

Вид функции ΔE не зависит от взрывчатого вещества, а только от свойств среды. От вида ВВ зависит давление на скачке в среде, а отсюда — и потери энергии. На рис. 5 показано распределение энергии в зависимости от расстояния, пройденного фронтом волны в водонасыщенном грунте с $\alpha_1 = 0,1$ при взрыве сферического заряда ВВ. Как и ранее, сплошные линии соответствуют заряду тротила, штриховые зерногранулилу. Здесь 1 — потери энергии, определяемые (7), 2 — недиссипированная внутренняя энергия среды, 3 — кинетическая энергия среды, 4, 5 — внутренняя и кинетическая энергия продуктов взрыва.

Кинетическая и внутренняя энергия определялась в конце каждого вычислительного цикла по формулам

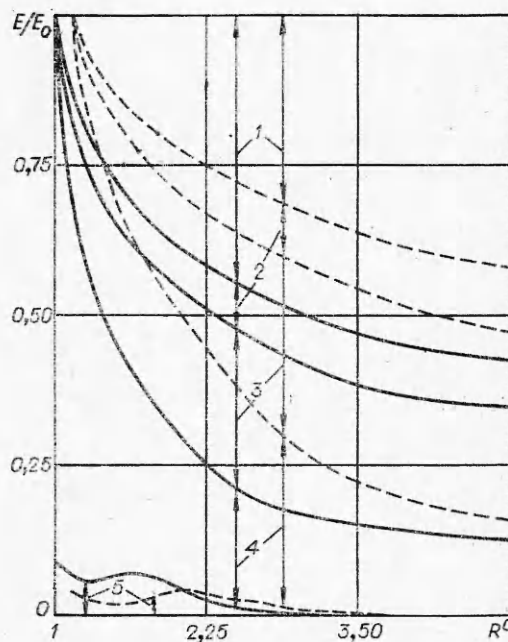


Рис. 5.

$$E_k = \sum \Delta m_{i+1/2} (u_j^2 + u_{j+1}^2) / 4,$$

$$E_y = \sum \Delta m_{j+1/2} E_{j+1/2},$$

где $\Delta m_{j+1/2}$ — масса; $E_{j+1/2}$ — внутренняя энергия сферического слоя между пространственными точками j и $j+1$. Из рис. 5 видно, что в момент, когда фронт детонационной волны достигает границы заряда со средой и вся энергия заключена в продуктах взрыва, доля кинетической энергии составляет $\sim 8\%$ (тротил) и $\sim 6\%$ (зерногранулит). По мере расширения газовой камеры скорость продуктов взрыва уменьшается и при достижении фронта ударной волны в среде $R^0 \approx 3,5$ (тротил) и $R^0 \approx 4$ (зерногранулит) кинетическая энергия приближается к нулю. Внутренняя энергия продуктов детонации убывает медленнее, но уже при $R^0 \approx 7$ она составляет меньше 10% всей энергии взрыва при обоих видах ВВ.

Тепловые потери в среде растут с удалением от места взрыва, однако вследствие убывания давления на скачке интенсивность нарастания потерь уменьшается. В момент времени, когда фронт волны находится на $R^0 \sim 7$, тепловые потери при взрыве заряда из тротила составляют $\sim 62\%$, а зерногранулита $\sim 47\%$ всей энергии взрыва. При дальнейшем продвижении фронта волны различие потерь сохраняется. Таким образом, в случае ВВ с более высокими детонационными характеристиками потери энергии вблизи от места взрыва существенно выше. Недиссипированная внутренняя и кинетическая энергия среды выше при применении зерногранулита. С удалением от места взрыва интенсивность изменения обоих видов энергии существенно убывает для тротила и зерногранулита.

Таким образом, при взрыве заряда ВВ большей бризантности (с более высокими детонационными характеристиками) в окружающей плотной среде вблизи заряда создается область более высоких давлений, чем в случае ВВ меньшей бризантности. Это приводит к большему сжатию среды на фронте (скачке) и к большим потерям энергии при распространении волны. Начиная с некоторых расстояний, давление и импульс волны в среде оказываются большими при применении ВВ меньшей бризантности. С увеличением сжимаемости среды эффективность применения ВВ малой бризантности растет. Полученные выводы о целесообразности применения во многих случаях ВВ малой бризантности и следующие отсюда рекомендации о путях повышения эффективности взрыва соответствуют основным результатам работ [11—14], основанным на обобщении опытных данных и общефизических соображениях. Однако в настоящей работе предложен метод, позволяющий количественно рассчитать эффективность применения разных ВВ при учете свойств сред, в которых проводятся взрывы.

Поступила в редакцию
4/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9.
2. Л. В. Каширский, Л. П. Орленко, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1973, 2.
3. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., Недра, 1974.
4. К. П. Станюкович, Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М., Недра, 1975.
5. Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин. ПМТФ, 1974, 2.
6. К. К. Шведов, А. Н. Дремич.— В сб.: Взрывное дело, № 73/33. М., Недра, 1976.
7. Г. М. Ляхов. Изв. АН СССР, ОТН, Механ. и машиностр. 1959, 1.
8. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М., Недра, 1964.
9. Г. А. Дружинин, Г. А. Остроумов, А. С. Токман.— В сб.: Материалы симпозиума. Нелинейные волны деформации. Таллин, 1978.
10. Г. М. Стернберг, В. А. Уолкер.— В сб.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.

11. А. Ф. Беляев, М. А. Садовский.— В сб: Физика взрыва. М., Изд-во АН СССР, 1952.
12. Г. П. Демидюк. Регулируемые по энергии взрывчатые вещества и перспективы их применения. М., изд. ИГД им. А. А. Скочинского, 1969.
13. А. А. Вовк, Г. И. Черный, А. В. Михалюк. ФГВ, 1974, 7, 1.
14. Е. Г. Баранов, В. А. Коваленко. ФТПРПИ, 1975, 6.

ГРАНИЦЫ ВЫРОЖДЕНИЯ ТЕПЛОГО ВЗРЫВА В СИСТЕМЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

И. Г. Дик

(Томск)

Классическая задача теплового взрыва предполагает малость отношения характерного температурного интервала RT_0^2/E (где R — газовая постоянная, E — энергия активации химической реакции) к температуре окружающей среды T_0 и к адиабатическому разогреву Q/c , т. е. $\beta = RT_0/E \ll 1$ и $\gamma = RT_0^2c/(EQ) \ll 1$. В частности, в простейшем варианте теории [1, 2] без учета выгорания вещества ($\gamma = 0$) при $\beta = 0,25$ критические условия исчезают — наступает вырождение теплового взрыва. В общем случае это явление проанализировано в ряде работ [3—6].

Если в химически реагирующей системе действует нехимический источник тепла интенсивности q (пусть для простоты q не зависит от температуры), то эффективная температура T_0' , от которой следует отсчитывать химический разогрев, будет определяться из соотношения $V_q = \alpha S(T_0' - T_0)$, где V — объем, S — площадь поверхности стенок сосуда, α — коэффициент теплоотдачи. При большом q или малом α T_0' может приобретать большое значение, так что RT_0'/E может оказаться достаточным для выполнения условий вырождения. В приведенных выше рассуждениях неявно предполагалась аддитивность химического тепловыделения и дополнительного источника.

Критические условия воспламенения при дополнительном источнике тепла рассматривались в [7] (без конкретизации природы источника), в [8—13] проанализированы задачи воспламенения с учетом диссипации тепла в вязкой жидкости, в [14] описано воспламенение токонесущих проволок, влияние тепла искрового разряда на воспламенение газа в сосуде рассмотрено в [15], временные характеристики адиабатического воспламенения с дополнительным источником найдены в [16]. Вопросы вырождения в этих работах не рассматривались, их анализ — цель данной работы. Необходимость подобного исследования связана с изложенными выше соображениями о более жестких границах значений β и γ , когда возможна реализация теплового взрыва в системе с дополнительным источником тепла, что безусловно нужно учитывать как в кинетических исследованиях, так и при оценках границ воспламенения таких систем.

Уравнение энергии

$$c_p V \cdot dT/dt = \varphi(\eta) Q V K_0 \exp(-E/RT) + qV - \alpha S(T - T_0)$$

с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \kappa &= [QV \exp(-E/RT_0)] / [\alpha S R T_0^2 / E], \\ g &= qV / (\alpha S R T_0^2 / E), \quad \Theta = (T - T_0) / (R T_0^2 / E), \\ \tau &= t / (c_p V / \alpha S) \end{aligned}$$