

(см. зависимости относительной плотности продуктов детонации в полости от времени для значений пористости на рис. 2).

В этих расчетах коэффициенты проницаемости зависят от пористости. В соответствии с [8] принято $k = P^2 R^2 / 96(1 - P)$, $k_T = 120k(1 - P)/R$. В случае же графитовой засыпки (пористость графита 42%) снижение работоспособности взрыва по сравнению со взрывом в песке может быть связано только с более интенсивным тепло- и массообменом.

Таким образом, повышение сорбционных способностей пористой среды при взрыве за счет образования новых поверхностей может резко увеличить захват газов — продуктов детонации ВВ, что в свою очередь делает более интенсивной утечку газа из полости. Этот факт наглядно иллюстрируется изображенными на рис. 3 графиками зависимости скорости движения газа на границе полости от времени с тем же соответствием различным режимам фильтрации, что и на рис. 1.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В. М. Кузнецову за постановку задачи и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию 23/1 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6.
3. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1979, 15, 4.
4. В. В. Воробьев, И. Г. Захарова и др. ФТПРПИ, 1980, 4.
5. Д. П. Тимофеев. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
6. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
8. Г. Б. Пыхачев, Р. Г. Исаев. Подземная гидравлика. М.: Недра, 1972.

УДК 536.46+534.222.2

СРАВНЕНИЕ ВОЗДУШНЫХ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ОТ РАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В. А. Горев
(Москва)

Важнейшие характеристики взрывных волн — энергия волны, максимальный перепад давления и импульс положительной фазы

$$I = \int_0^{\tau} \Delta p / p_0 \cdot dt. \quad (1)$$

Интеграл вычисляется в любой точке пространства для $\Delta p > 0$. Поведение этих характеристик во многом определяется свойствами источника волн. В [1, 2] проводится сравнение волн от тротилового взрыва с волнами, образовавшимися в результате ядерного взрыва и извержения вулканов. В данной работе в качестве источников взрыва рассматриваются заряд тротила, детонация газовой смеси и горение газовой смеси с видимой скоростью пламени от минимальной, соответствующей нормальной скорости горения, до 250 м/с. При детонации тротила и газовых смесей взрывная волна в воздухе образуется в результате разлета продуктов детонации; в случае горения взрывная волна формируется перед фронтом пламени уже в процессе горения. После прекращения горения и расширения продуктов сгорания до атмосферного давления волна уходит от источника и затухает по мере удаления.

Для рассматриваемых скоростей горения поведение взрывных волн можно изучать при помощи метода, который использован в [3] для описания асимптотического поведения взрывных волн на большом расстоянии от источника, когда волна становится достаточно слабой.

Будем полагать: 1) течение потенциальное; 2) скорость газа, давление и скорость звука выражаются через потенциал соотношениями линейной акустики; 3) возмущения распространяются со скоростью $c + v$ (v — скорость газа, c — местная скорость звука), как в нелинейной теории, что обеспечивает учет нелинейного искажения профиля волны. Нелинейные искажения нарастают со временем, т. е. проявляются на больших расстояниях. Непосредственно же перед фронтом пламени линейное и нелинейное описание совпадают.

Потенциал скорости сферически-симметричной расходящейся волны в акустическом приближении имеет вид

$$\varphi = f(\theta)/R, \quad (2)$$

где функция f определяется свойствами источника. В случае линейной акустики $\theta = t - R/c_0$. Здесь R , t и c_0 — соответственно координата, время и скорость звука в невозмущенном газе. Линии $\theta = \text{const}$ являются характеристиками, вдоль них распространяются возмущения. В линейной теории они прямые в плоскости R, t ; возмущения распространяются со скоростью звука c_0 . В случае нелинейной модификации уравнение характеристики $\theta(R, t) = \text{const}$ пока не известно.

Поскольку скорость газа, давление и возмущенное значение скорости звука в нем определяются через потенциал известными соотношениями

$$\frac{v}{c_0} = \frac{f'(\theta)}{Rc_0^2} + \frac{f''(\theta)}{R^2c_0^3}, \quad (3)$$

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{\gamma f'(\theta)}{Rc_0^2}, \quad (4)$$

$$\frac{c - c_0}{c_0} = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{f'(\theta)}{Rc_0^2}, \quad (5)$$

то можно попытаться найти поправку первого порядка к характеристикам. Для характеристики, уходящей от пламени, имеем $dt/dR = 1/(v + c)$. Согласно (3) и (5), это означает, что

$$\frac{dt}{dR} = \frac{1}{c_0} - \frac{\gamma + 1}{2Rc_0^3} f'(\theta) - \frac{f''(\theta)}{R^2c_0^3}.$$

После интегрирования вдоль характеристики получается ее уравнение

$$t - R/c_0 = \theta - \frac{\gamma + 1}{2c_0^2} f'(\theta) \ln \frac{R}{r_0} + \frac{f''(\theta)}{c_0^3} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{r_0} \right]. \quad (6)$$

При получении (6) интегрирование начинается с фронта пламени, и каждая конкретная характеристика исходит из своей точки r_0 и t_0 , поэтому на фронте пламени при $R = r_0$ два последних члена для всех характеристик равны нулю. В силу этого значения параметры волны совпадают для линейного и нелинейного описания на фронте пламени, и из условий на нем для каждой конкретной характеристики получается [4] $\theta = i_0(i_0 - r_0/c_0 t_0) = i_0(i_0 - \alpha)$. Из последнего соотношения видно, что $\alpha = r_0/r_0 t_0$. Таким образом, для описания волны вдоль характеристики, которая начинается на фронте пламени в момент времени t , в функцию источника $f(\theta)$ необходимо подставлять значение аргумента $\theta = t(1 - \alpha)$. Поэтому $r(\theta) = r(1 - \alpha)$, а $dr(\theta)/d\theta = dr/dt$.

Для сферически симметричного пламени изменение объема при горении $\Delta V = 4/3 \cdot \pi r^3 \cdot (\sigma - 1)/\sigma$. Здесь σ — степень расширения газа при сгорании. Объемный расход и скорость его изменения

$$Q(t) = 4\pi r^2 (\sigma - 1)/\sigma \cdot dr/dt, \quad (7)$$

$$\dot{Q}(t) = 4\pi r (\sigma - 1)/\sigma [2(dr/dt)^2 + r d^2r/dt^2]. \quad (8)$$

Из последних соотношений получим

$$Q(\theta) = (1 - \alpha)^2 Q(t), \quad Q'(\theta) = (1 - \alpha) \dot{Q}(t). \quad (9)$$

В дальнейшем для простоты рассматривается постоянная скорость пламени. Граничные условия на фронте пламени для скорости дают связь

$$f(\theta) = Q(\theta)/4\pi(1 - \alpha^2). \quad (10)$$

В этом случае член, описывающий в (8) ускорение пламени, равен нулю, а первое пересечение характеристик — место, где следует ввести ударный фронт, — лежит на граничной характеристике $R = c_0 t$. Используя это обстоятельство, получаем из (6) неявное выражение для координаты ударного фронта

$$\frac{\gamma + 1}{2c_0^3 \theta} f'(\theta) \ln \frac{R}{r_0} + \frac{f(\theta)}{c_0^2 r_0} \left[\frac{r_0}{R} - 1 \right] = 1.$$

Оценим второй член в левой части полученного соотношения

$$\frac{f(\theta)}{c_0^2 r_0 \theta} = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha} \frac{\sigma - 1}{\sigma} \leq 0,2, \text{ если } \alpha < 0,6.$$

Множитель, стоящий в квадратных скобках, по абсолютной величине меньше единицы, причем чем больше α , тем он меньше. Таким образом, для рассматриваемых α полагается, что для определения координаты ударного фронта достаточно учесть только член, содержащий логарифм. Тогда, если r_0 — начало характеристики на фронте пламени, а R_1 — ее конец на ударном фронте, получается связь

$$R_1 = r_0 \exp \left[\frac{\sigma}{\alpha^3 (\gamma + 1) (\sigma - 1)} \right]. \quad (11)$$

В (11) оставлены только старшие по α члены.

Из (4), (8), (9) и (10) находится изменение давления во взрывной волне вдоль характеристики

$$(p - p_0)/p_0 = 2\alpha^2 \gamma (\sigma - 1) / (1 + \alpha) \sigma \cdot r/R. \quad (12)$$

Из (12) при $r = R$ определяется давление на фронте пламени p_2

$$(p_2 - p_0)/p_0 = 2\alpha^2 \gamma (\sigma - 1) / (1 + \alpha) \sigma, \quad (13)$$

которое максимально в волне. При $R = R_1$ из (11) и (12) находится интенсивность ударного фронта p_1

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \frac{p_2 - p_0}{p_0} \exp \left[- \frac{\sigma}{\alpha^3 (\gamma + 1) (\sigma - 1)} \right]. \quad (14)$$

Если r_1 — максимальный радиус пламени, то из (1) и (12) легко получить импульс положительной фазы для $R > r_1$

$$I = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \frac{\gamma}{c_0} \frac{(\sigma - 1)}{\sigma} \frac{r_1^2}{R}. \quad (15)$$

При $R < r_1$ импульс складывается из трех частей: 1) действия волны сжатия, распространяющейся перед фронтом пламени; 2) действия положительного давления в продуктах горения с момента прихода пламени в точку $R < r_1$ до момента полного сгорания облака, т. е. прихода пламени в точку r_1

$$I_2 = 2\gamma \alpha^2 (\sigma - 1) (r_1 - R) / (1 + \alpha) \sigma \omega,$$

3) действия положительного давления в продуктах сгорания с момента полного сгорания облака до момента прихода волны разрежения в точку R

$$I_3 = 2\gamma \alpha^2 (\sigma - 1) (r_1 - R) / (1 + \alpha) \sigma c_s,$$

c_s — скорость звука в продуктах сгорания.

Сумма всех трех составляющих дает полный импульс положительной фазы волны для точек пространства, через которые проходит пламя

$$I = \frac{\alpha(\sigma - 1)\gamma r_1}{(1 + \alpha)\sigma c_0} \left[2 \left(1 + \frac{\alpha\gamma_3^{1/2}}{\sigma^{1/2}\gamma^{1/2}} \right) - \frac{R}{r_1} \left(1 + \frac{2\alpha\gamma_3^{1/2}}{\sigma^{1/2}\gamma^{1/2}} \right) \right]. \quad (16)$$

После прекращения горения максимальное давление в волне будет убывать, согласно (12), куда подставляется конечный радиус пламени $r = r_1$, а $R > r_1$. При $R = R_1$, если теперь в (11) подставить $r = r_1$, точка с максимальным давлением догонит ударный фронт, а профиль волны будет близок к треугольному; интенсивность ударного фронта с этого момента ($R > R_1$) начнет падать, до этого она была постоянной (14); падение давления будет следовать закону Ландау [3]

$$P_1 - P_0 = \frac{a}{R (\ln R/R_0)^{1/2}}, \quad (17)$$

где a — постоянная. Выражение для импульса в асимптотике Ландау имеет вид

$$I = \frac{a^2(\gamma + 1)}{4\gamma p_0^2 R}. \quad (18)$$

Приравнявая выражения для импульса (15) и (18), можно определить константу

$$a = 2\gamma p_0 r_1 \left[\frac{\alpha(\sigma - 1)}{(1 + \alpha)\sigma(\gamma + 1)} \right]^{1/2}.$$

Из сравнения давления в точке $R = R_1$, из (17) и (14) следует выражение для R_0 : $R_0 = r_1 \exp \left[-\frac{1}{\alpha^2} \frac{\sigma}{(\sigma - 1)(\gamma + 1)} \right]$.

При вычислении перепада давления и импульса положительной фазы во взрывной волне от газовой детонации водородно-кислородной и топливно-воздушной смесей использованы результаты численного решения [5]. Для тротилового взрыва использованы результаты работ [2, 6, 7].

Энергия E_0 , запасенная в источнике взрыва, во всех случаях одинаковая и равна $4,19 \cdot 10^6$ Дж. Начальные радиусы r_0 зарядов ТНТ, водородно-кислородной и топливно-воздушной смесей равны соответственно 0,053, 0,516 и 0,648 м. Максимальный радиус пламени r_1 при дефлаграционном взрыве брался 1,25 м, что соответствует указанной энергии взрыва для топливно- и водородно-воздушной смесей стехиометрического состава. Расстояние, на котором определялись параметры волны, обезразмеривалось делением его на величину $(E_0/p_0)^{1/3}$.

Результаты сравнения представлены на рис. 1, 2. Максимальный перепад давления в волне тротилового взрыва и газовой детонации на близких расстояниях от источника существенно выше, чем для волн от дефлаграционного сгорания. По мере удаления от источника интенсивность волн, вызванных дефлаграцией, если скорость пламени $w > 150$ м/с, постепенно приближается к интенсивности волн от тротилового взрыва и даже превосходит интенсивность волн, вызванных газовой детонацией. Если же $w < 150$ м/с, интенсивность этих волн остается все время меньше, причем разница сильно возрастает с уменьшением скорости горения. Импульс же взрывных волн от дефлаграционного сгорания приближается к импульсу волн от газовой детонации уже при $w \approx 50$ м/с, а при $w = 150$ м/с и превосходит их. Кривая импульса тротилового взрыва проходит рядом с линией, соответствующей горению со скоростью пламени 250 м/с.

Количество энергии, заключенное в волне, изменяется по мере ее распространения. Причем в зависимости от свойств источника взрыва во взрывную волну попадает разное ее количество. Определим коэффи-

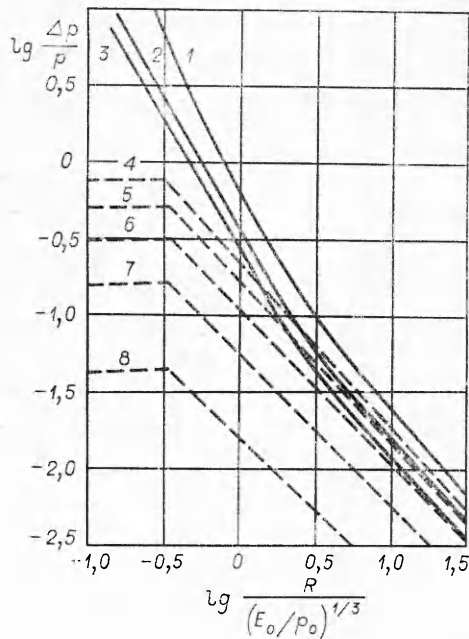


Рис. 1. Зависимость максимального перепада давления во взрывной волне от расстояния для разных источников взрыва.

1 — тротильный взрыв; 2 — детонация топливно-воздушной смеси; 3 — детонация водородно-кислородной смеси; 4 — дефлаграция с видимой скоростью пламени $w=250$ м/с; 5 — $w=200$ м/с; 6 — $w=150$ м/с; 7 — $w=100$ м/с; 8 — $w=50$ м/с.

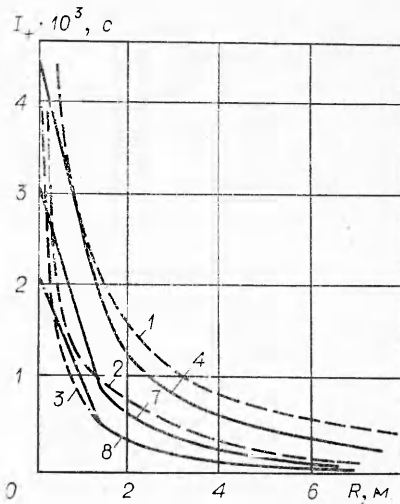


Рис. 2. Зависимость положительного импульса во взрывной волне для разных источников (обозначения см. на рис. 1).

коэффициент полезного действия источника взрыва $\eta = E_1/E_0$, как отношение энергии, перешедшей в волну E_1 , к общему количеству энергии, выделившейся при взрыве E_0 . Если реальную детонацию заменить мгновенной (это не сильно влияет на результаты [5, 8]), то для источников взрыва, сопровождающихся детонацией, получится $\eta = 1 - (2p_3/p_0)^{(\gamma_3-1)/\gamma_3}$, где p_3 — давление в точке Жуге для реальной детонации (при мгновенной детонации с тем же количеством энергии давление в два раза меньше); γ_3 — показатель изэнтропии продуктов детонации. Для рассматриваемых источников эти величины имеют следующие значения: $p_3 = 2 \cdot 10^{10}$ Па, $\gamma_3 = 3$ в случае тротила; $p_3 = 1,9 \cdot 10^6$ Па и $\gamma_3 = 1,13$ для продуктов детонации водородно-кислородной смеси и $p_3 = 1,93 \cdot 10^6$ Па, $\gamma_3 = 1,25$ для топливно-воздушной смеси. При этом при взрыве ТНТ практически вся энергия переходит в волну, для водородно-кислородной смеси — 23%, а для топливно-воздушной — 37%.

На фронте ударной волны, распространяющейся в воздухе, происходит возрастание энтропии. Это свидетельствует о наличии диссипации энергии, причем диссипация больше для интенсивных волн. Так, при взрыве ТНТ в воздух выходит волна, интенсивность которой $6,50 \cdot 10^7$ Па, при газовой детонации $(1,9-1,5) \cdot 10^5$ Па. Величину необратимых потерь энергии E' можно определить по формуле, предложенной в [1]

$$E' = 4\pi\rho_0 \left(c_p T_0 + \frac{p_0}{\rho_0} \right) \int_{r_0}^R \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/\gamma} \cdot \frac{p_1/p_0 \cdot (\gamma - 1) + (\gamma + 1)}{p_1/p_0 \cdot (\gamma + 1) + (\gamma - 1)} r^2 dr. \quad \text{Здесь } r_0 \text{ —}$$

начальный радиус заряда.

По последней формуле вычислены необратимые потери энергии в ударной волне, распространяющейся в воздухе, для газовой детонации и газовой дефлаграции. Потери при взрыве ТНТ определены в [2]. При определении КПД взрыва газовой дефлаграции энергия, перешедшая в волну, складывалась из двух частей: первая — работа, совершаемая про-

Величина	w, м/с				
	250	200	150	100	50
η_1	0,17	0,12	0,07	0,035	0,01
η_2	0,1	0,08	0,05	0,025	0,008
E'_1/E_0	0,01	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-6}$

дуктами сгорания в процессе распространения пламени до максимального размера $A_1 = (p_2 - p_0) \frac{4}{3} \pi r_1^3$, вторая часть — работа, совершаемая продуктами сгорания при их изэнтропическом расширении до атмосферного давления с КПД

$$\eta_2 = A_2/E_0 = 1 - (p_0/p_2)^{(\gamma_3-1)/\gamma_3}.$$

Первая часть энергии имеет КПД

$$\eta_1 = 4\gamma\alpha^2(\sigma - 1)/\sigma\kappa_3(1 + \alpha).$$

При получении этого выражения использовалась приближенная связь из [9] $\kappa_3\sigma = 2\gamma Q/c_0^2$, где Q — тепловой эффект 1 кг смеси, а $\kappa_3 = (\gamma_3 + 1)/(\gamma_3 - 1)$. Суммарный КПД определяет энергию, отданную продуктами сгорания в волну. Таблица дает представление о КПД расширяющихся продуктов сгорания.

Следует отметить, что после окончания горения образуется волна разрежения, и дальнейшее расширение продуктов горения образует вторую волну сжатия, которая следует за волной разрежения (рис. 3). Следовательно, энергия первой волны определяется работой продуктов сгорания только в процессе горения A_1 .

Из выражения (14) интенсивность ударной волны для больших из рассматриваемых скоростей горения 250 и 200 м/с равна $(p_1 - p_0)/p_0 = 0,22$ и 0,09. Для волн такой интенсивности диссипация энергии E' — величина третьего порядка по отношению к амплитуде, поэтому

$$E' = \int_0^R \frac{1}{12} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right)_s [(p_1 - p_0)^3 \rho_0 4\pi R^2 dR]. \quad (19)$$

Для идеального газа $\left(\frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right)_s = \frac{\gamma + 1}{\rho_0^3 c_0^4}$. Для $R < R_1$, т. е. когда интен-

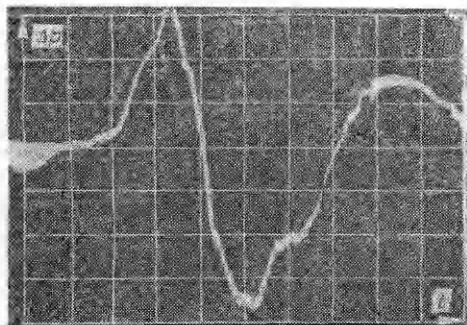


Рис. 3. Профиль взрывной волны от газовой дефлаграции. (Начало отсчета времени слева. Справа после волны разрежения образуется вторая волна сжатия.)

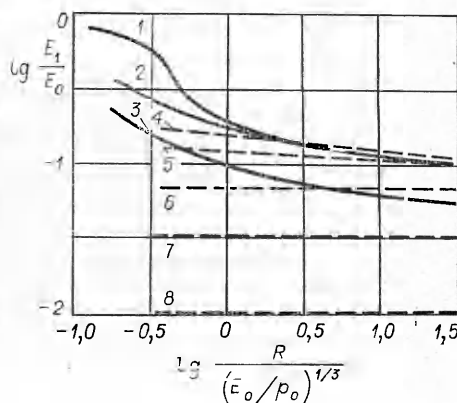


Рис. 4. Зависимость энергии взрывной волны от расстояния для разных источников (обозначения см. на рис. 1).

сивность ударного фронта постоянна, диссипация определяется простым интегрированием по R . В результате получается

$$\frac{E'_1}{E_0} = \frac{4\gamma(\gamma+1)}{3\kappa_3} \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha}\right)^3 \left(\frac{\sigma-1}{\sigma}\right)^3 \left(\frac{R}{r_1}\right)^3 \exp\left[-\frac{3\sigma}{\alpha^3(\gamma+1)(\sigma-1)}\right].$$

Для $R = R_1$ последние два множителя сокращаются и получается, что общая диссипация механической энергии на участке, когда интенсивность ударного фронта постоянна, определяется выражением

$$\frac{E'_1}{E_0} = \frac{4\gamma(\gamma+1)}{3\kappa_3} \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha}\right)^3 \left(\frac{\sigma-1}{\sigma}\right)^3.$$

В третьей строке таблицы даны соответствующие значения потерь механической энергии на участке $R < R_1$. При $R > R_1$ интенсивность ударного фронта будет падать по закону Ландау, поэтому в интеграл диссипации (19) значение перепада давления на ударном фронте берется из (17). В результате получается закон затухания механической энергии во взрывной волне, подчиняющийся асимптотике Ландау. Для волн, вызванных дефлаграцией, при $R > R_1$ он имеет вид

$$\frac{E'_2}{E_0} = \frac{8\gamma\alpha^3(\sigma-1)^2}{\kappa_3(1+\alpha)^2\sigma^2} \left[1 - \frac{(\ln R_1/R_0)^{1/2}}{(\ln R/R_0)^{1/2}}\right].$$

Два последних выражения показывают, что диссипация энергии в слабых волнах происходит очень медленно, и в широком интервале расстояний энергию такой волны можно считать постоянной. Сравнение энергии волн от рассматриваемых источников дано на рис. 4.

В реальных ситуациях взрывное горение сопровождается изменением скорости пламени. В этом случае существенным становится член, характеризующий ускорение пламени (8). Давление в волне можно определить (с учетом этого члена) по формуле

$$\frac{p-p_0}{\rho_0} = \frac{\gamma(\sigma-1)}{(1+\alpha)c_0^2\sigma} \frac{r}{R} \left[2w^2 + r \frac{dw}{dt}\right].$$

Именно член, содержащий ускорение пламени, позволяет объяснить многие свойства взрывных волн, вызванных дефлаграционным сгоранием. Например, при приближении к границе облака $r \cdot dw/dt$ принимает большое отрицательное значение из-за уменьшения скорости горения. Это может привести к тому, что амплитудное значение давления в фазе разрежения будет по абсолютной величине больше, чем амплитудное значение фазы сжатия (рис. 5, а).

На рис. 5, б представлены результаты эксперимента, в котором видимая скорость пламени увеличивалась от ~ 105 до 200 м/с. Сначала



Рис. 5. Примеры профилей взрывных волн от газовой дефлаграции.

взрывная волна не имеет выраженного ударного фронта, а затем по мере удаления происходит его формирование. Первая осциллограмма соответствует $R = 3 r_0$, а вторая — $R = 20 r_0$. Соотношение (6) позволяет проследить эволюцию профиля волны и формирование ударного фронта.

На рис. 5, в дана осциллограмма волны давления, которая образовалась при следующем изменении скорости пламени: сначала скорость горения увеличивалась, затем знак ускорения резко изменился (этим объясняется впадина в профиле положительной фазы волны), далее скорость горения постоянна (член с ускорением пренебрежимо мал), а давление стало соответствовать этой скорости горения, и, наконец, пламя приблизилось к границе облака, скорость его уменьшилась и сформировалась волна разрежения.

Изложенный выше способ описания взрывных волн можно применять для произвольного закона изменения скорости горения, например для случая ускоряющихся пламен.

Поступила в редакцию 26/XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Е. Губкин.— В сб.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., 1970.
2. К. Е. Губкин. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, 10.
3. Л. Д. Ландау. ПММ. 1945, 9, 4.
4. В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин. Матер. VI Всес. симпозиума по горению и взрыву. Детонация. Черногловка, 1980.
5. В. D. Fishburn. Acta Astr. 1976, 3, 1049.
6. М. А. Садовский.— В сб.: Физика взрыва, № 1. М.: Изд-во АН СССР, 1952.
7. H. L. Brode. Phys. Fluids, 1959, 2, 2.
8. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
9. В. А. Горев. ФГВ, 1979, 15, 2.

УДК 532.593

УЧЕТ АНИЗОТРОПИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ ПРИ ГРУППОВОМ ВЗРЫВЕ В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ СЕРИИ ОДИНОЧНЫХ ЗАРЯДОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ОДНОЙ ПРЯМОЙ

Ю. А. Кронин
(Ленинград)

В последнее время значительно возрос интерес к применению взрывов удлиненных зарядов ВВ, в том числе под водой. Одна из наиболее распространенных геометрических форм удлиненного заряда — связка отдельных взрывных устройств, расположенных на общей детонирующей линии. Такие взрывы используются при подводных дноуглубительных работах различного назначения, в гидротехническом строительстве, а также при подготовке месторождений полезных ископаемых к открытой разработке [1, 2]. При этом возникает проблема расчета параметров поверхностных явлений, в частности поверхностных волн на различных удалениях от эпицентра возмущения.

Точный расчет элементов волн в процессе решения двумерных в плане задач о волновых движениях свободной поверхности при групповом подводном взрыве на ограниченной глубине вследствие целого ряда трудностей в настоящее время все еще невозможен. Проведение необходимых исследований на гидравлических моделях, а тем более на натуре связано с большими издержками и находится обычно под силь-