

ных данных по массам плавления можно рассматривать как свидетельство правомерности основных физических гипотез и допущений, использованных в данной работе.

*Поступила в редакцию
4/XI 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. C. R. Baardman, D. D. Ralband, M. C. Arther. J. Geoph. Res., 1964, 69, 16.
2. J. Wern, P. h. Randolph. J. Geoph. Res., 1966, 71, 14.
3. D. Rawson et al. J. Geoph. Res., 1966, 71, 14.
4. Б. И. Нифонтов и др. Подземные ядерные взрывы. М.: Атомиздат, 1965.
5. В. А. Егоров, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов. ФГВ, 1979, 15, 5.
6. С. В. Бобровский и др. ПМТФ, 1978, 6.
7. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Гостехиздат, 1957.
8. Б. В. Замышляев, Ю. С. Яковлев. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967.
9. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы в газовой динамике. М.: Наука, 1975.
10. Справочник физических констант горных пород. Под ред. С. Кларка. М.: Мир, 1969.
11. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЕНАХ

*Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев
(Москва)*

Экспериментальными измерениями обнаружен ряд особых черт ударно-волновых процессов в двухфазных газожидкостных средах. Имеется значительное число измерений параметров ударных волн в двух разновидностях газожидкостных систем, резко отличающихся друг от друга по концентрации жидкости в единице объема двухфазной смеси, — в средах пузырьковой структуры [1] и в средах пенистой структуры [2, 3]. Известно, что в средах пузырьковой структуры концентрация жидкости обычно меньше 500 кг/м^3 , а в исследованных образцах пен не превышала 30 кг/м^3 . Таким образом, эти два типа газожидкостных систем стоят на противоположных концах всей возможной шкалы гетерогенных систем с пузырьковой структурой.

В связи с существенным различием массовой концентрации жидкости, пены и пузырьковые системы проявляют некоторое отличие динамических свойств. Поэтому методы расчета параметров ударных волн, разработанные для пузырьковых смесей, не всегда подходят для анализа динамических процессов в пенах, где релаксационные процессы взаимодействия фаз накладывают определенные ограничения на характер наблюдаемых явлений. В то же время широкая практика применения пены и пузырьковых систем для подавления вредных последствий при взрывных работах требует создания расчетных методов оценки эффективности разрабатываемых систем, определения пределов эффективного использования предлагаемых мер защиты. Для ряда приложений оказывается достаточным, отвлекшись от рассмотрения релаксационных явлений, оценить крайние возможные значения параметров ударных волн в предпо-

ложениях полной замороженности или равновесности релаксации между фазами. При таком подходе к анализу динамических явлений в пенах весьма полезным оказывается подход Рудингера — Уоллиса — Седова [4—6], рассматривавших двухфазную среду как псевдогаз со скорректированными на присутствие конденсированной фазы параметрами.

Попробуем с позиций, аналогичных [4—6], рассмотреть отражение ударных волн на жесткой стенке в пене, взаимодействие ударных волн с пенной прослойкой в газе и затухание сферических ударных волн при точечном взрыве в пене.

Отражение ударных волн на жесткой стенке в пене. Заменяем среду пенистой структуры условной двухфазной смесью частиц жидкости, равномерно распределенных в объеме газа с идеальным уравнением состояния. Положим, что теплоемкости частиц жидкости газа, а также плотность конденсированных частиц постоянны. Если по такой среде движется волна давления со скоростью u_0 , то уравнения сохранения запишутся в традиционной форме при условии выравнивания скоростей фаз за фронтом волны

$$\begin{aligned}(\sigma + b)u &= (\sigma_0 + b_0)u_0, \\ mu^2 + p &= m_0 u_0^2 + p_0, \\ b_0 u_0 (0,5u_0^2 + c_p T_0) + \sigma_0 u_0 (0,5u_0^2 + c_\tau \tau_0 + p_0 d^{-1}) &= bu (0,5u^2 + c_p T) + \\ &+ \sigma u (0,5u^2 + c_\tau \tau + p d^{-1}).\end{aligned}$$

Здесь $b = (1 - \varepsilon)\rho$ — концентрация газа; $\sigma = \varepsilon d$ — концентрация жидкости; p — давление газа; u — скорость; c_p — теплоемкость газа; c_τ — теплоемкость жидкости; T — температура газа; τ — температура жидкости; ρ — плотность газа; d — плотность жидкости; ε — объемная концентрация жидкости; $m = b + \sigma$ — плотность двухфазной среды.

Параметры за фронтом ударной волны при такой постановке задачи будут разными в зависимости от того, произойдет ли выравнивание температуры газа и жидкости за волной. При этом возможны два крайних варианта: температура частиц за фронтом волны осталась равна начальной температуре или частицы жидкости прогрелись до температуры газа. В [4] введено уравнение состояния смеси газа с частицами в виде, независимом от ε ,

$$p\rho^{-\Gamma} = \text{const},$$

где $\Gamma = \gamma(1 + \eta\delta)(1 + \gamma\eta\delta)^{-1}$; γ — отношение удельных теплоемкостей газа; $\eta = \sigma b^{-1}$; $\delta = c c_p^{-1}$. Параметр Γ характеризует свойства псевдогаза, которым заменяется двухфазная смесь. В литературе существует другая форма записи уравнения состояния двухфазной смеси в виде $pm^{-\Gamma} = \text{const}$ [6]. Однако более точна запись $p[m(1 - \varepsilon)]^{-\Gamma} = \text{const}$, учитывающая непостоянство объемной доли жидкости при $\varepsilon \neq 0$. При пренебрежимо малой объемной жидкости обе формы записи уравнения состояния эквивалентны, так как $m = \rho(1 + \eta)$, а $\eta = \sigma b^{-1}$ — отношение концентраций жидкости и газа в двухфазной смеси. Величина η однозначно связана с массовой долей частиц φ уравнением $\eta = \varphi(1 - \varphi)^{-1}$, причем $\varphi = \sigma(\sigma + b)^{-1}$. При отсутствии явлений конденсации газа и испарения жидкости φ и η постоянны.

Для псевдогаза, заменяющего двухфазную смесь, равновесная скорость звука в смеси находится из выражения

$$a_0^2 = \Gamma c_0^2 [\gamma(1 - \varepsilon)^2(1 + \eta)]^{-1},$$

где c_0 — замороженная скорость звука в газе. При постоянной температуре частиц перед и за фронтом волны скорость звука [4]

$$a_1^2 = c_0^2 [(1 - \varepsilon)^2(1 + \eta)]^{-1}.$$

При выравнивании температуры газа и частиц $\tau = T$ можно получить, аналогично [4],

$$pp_0^{-1} = [2\Gamma M_0^2 (\Gamma - 1)] (\Gamma + 1)^{-1},$$

$$uu_0^{-1} = [(\Gamma - 1) M_0^2 + 2 + 2\varepsilon_0 (M_0^2 - 1)] [(\Gamma + 1) M_0^2]^{-1},$$

где $M_0 = u_0 a_0^{-1}$.

При температуре частиц, не меняющейся в зоне релаксации, т. е. при $\tau = T_0$, получаем

$$pp_0^{-1} = [2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)] (\gamma + 1)^{-1},$$

$$uu_0^{-1} = [(\gamma - 1) M_1^2 + 2 + 2\varepsilon_0 (M_1^2 - 1)] [(\gamma + 1) M_1^2]^{-1},$$

где $M_1 = u_0 a_1^{-1}$.

Анализ приведенных соотношений показывает, что при $\tau = T$ двухфазная среда ведет себя как псевдогаз с отношением теплоемкостей Γ и скоростью звука a_0 . Если прогрева частиц нет, то параметры среды задаются только свойствами газа. Различие в представленных выражениях для скоростей звука не превысит по своей величине $a_0 a_1^{-1} \approx (\Gamma \gamma^{-1})^{0.5}$. Для наглядного сравнения на рис. 1 представлены результаты расчета параметров проходящих ударных волн по представленным двум моделям при концентрации жидкости $\sigma_0 = 10 \text{ кг/м}^3$ для смеси азот — вода. Линии 1 и 2 построены для случаев $\tau = T$ и $\tau = T_0$. Линия 3 построена при $\sigma_0 = 0$. Анализ представленных зависимостей показывает слабое влияние релаксационного изменения температуры двухфазной смеси на параметры за ударным фронтом. Из этого же графика отчетливо видно, что скорость ударных волн в двухфазной смеси при одном и том же перепаде давления на фронте волны заметно меньше, чем скорость ударных волн в газе.

Исследование процесса отражения ударной волны на жесткой стенке на названных моделях приводит к различным результатам. Представленные зависимости и результаты опытов [2] показывают, что параметры отраженных волн, рассчитанные по теории с учетом полного равновесия фаз, существенно больше измеренных в опыте. Опыты гораздо лучше согласуются с расчетами, выполненными в предположении заморозенности температуры частиц и равновесия по скорости между частицами и газом.

Взаимодействие ударных волн с пенной пробкой в газе. Приведенное выше рассмотрение параметров проходящих и отраженных ударных волн в пене помогает перейти к анализу взаимодействия волн с пенной прослойкой в газе. При переходе из газа в пенную прослойку ударной волны в пену и газ пойдут ударные волны. Интенсивность волны в пен-

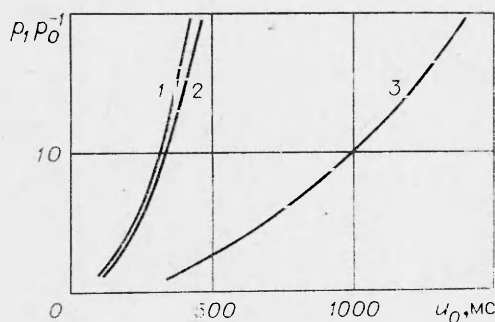


Рис. 1.

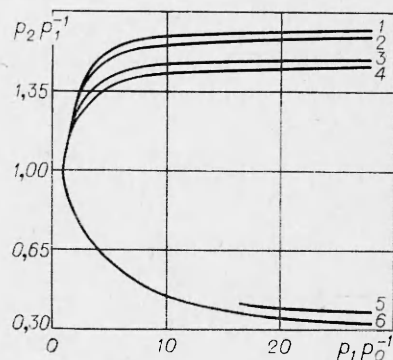


Рис. 2.

ной прослойке $p_2 p_1^{-1}$ будет зависеть от интенсивности падающей волны так, как это показано на рис. 2. Линии 2, 4 построены при $\sigma_0 = 5$ и 15 кг/м^3 . Как видно из графика, наибольшее увеличение $p_2 p_1^{-1}$ наблюдается для волн с $p_1 p_0^{-1} < 10$. При $p_1 p_0^{-1} > 10$ рост величины $p_2 p_1^{-1}$ не существен в диапазоне $p_1 p_0^{-1} \approx 10 \div 30$. Зависимости 1, 3 получены в модели с замороженной температурой жидкости. Как и ранее, параметры волны, прошедшей в экран, мало зависят от степени завершенности релаксационных процессов. Выход ударной волны с давлением p_2 из пенной пробки сопровождается излучением в газ ударной волны, а в пену — волны разрежения. Для равновесной системы связь давления и скорости может быть представлена в виде

$$p = p_2 [1 - 0,5v(\Gamma - 1) a_0^{-1} (1 - \varepsilon_0)^{-1}]^{2\Gamma/(\Gamma-1)},$$

для системы с замороженной температурой частиц

$$p = p_2 [1 - 0,5v(\gamma - 1) a_1^{-1} (1 - \varepsilon_0)^{-1}]^{2\gamma/(\gamma-1)},$$

где v — скорость газа.

На рис. 2 построены графики ослабления волны давления при выходе из пены в воздух для модели с прогревом частиц (линия 6) и без его учета (линия 5). Снова обращает внимание слабое различие параметров ударных волн при расчете по обоим рассматриваемым моделям. Объединение результатов расчетов на границе раздела воздух — пена, пена — воздух позволяет оценить эффективность гашения волны давления пенной пробкой по параметрам на ударном фронте. На рис. 3 дана зависимость перепада давления на фронте волны за пенной пробкой $p_3 p_1^{-1}$ от интенсивности падающей на пробку волны. Линии 1—4 построены для пенных пробок с концентрацией жидкости $\sigma_0 = 1, 5, 10, 30 \text{ кг/м}^3$. Анализ графиков показывает, что эффективность гашения волны пенной пробкой усиливается с ростом σ_0 . Наиболее эффективно действие экрана для волн с $p_1 p_0^{-1} < 20$, когда небольшое увеличение p_1 приводит к значительному уменьшению p_3 . Для волн с $p_1 p_0^{-1} > 20$ гасящее действие пенной пробки слабо зависит от интенсивности падающей волны давления.

Точечный взрыв в пене. Высокая эффективность использования пен для изменения параметров ударных волн от взрыва конденсированных ВВ требует объяснения причин повышенных потерь энергии продуктов взрыва при генерировании ударных волн в двухфазной среде с большой концентрацией жидкости. Понятно, что значительная доля энергии продуктов взрыва может быть растратчена на разогрев жидкости от начальной температуры до температуры кипения и на испарение жидкости.

Один из перечисленных видов потерь, а именно — потеря на испарение жидкости, анализировался в работе [7], где сделано предположение о полном испарении жидкой фазы в зоне повышенного давления и совершенно не рассмотрен вопрос о влиянии разогрева жидкости на параметры взрывных волн. Попробуем сделать это, рассматривая пену как псевдогаз с плотностью $m = \sigma + b$, где по-прежнему $b = (1 - \varepsilon)\rho$, $\sigma = \varepsilon d$ — массовые концентрации газа и жидкости, а ε — объемная концентрация газа.

Воспользуемся моделью из [7] для расчета параметров точечного взрыва в пене, для чего запишем уравнения сохранения

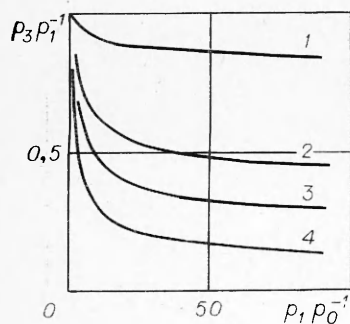


Рис. 3.

массы и импульса

$$\begin{aligned}\partial m / \partial t + u \cdot \partial m / \partial r &= -m(\partial u / \partial r + \alpha u / r), \\ \partial u / \partial t + u \cdot \partial u / \partial r &= -1/m \cdot \partial p / \partial r.\end{aligned}$$

В этом соотношении расстояние η отсчитывается от центра взрыва, а параметр формы $\alpha = 0, 1, 2$ для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии. Координата фронта ударной волны и его скорость есть функции времени

$$\partial R / \partial t = v_0(t).$$

На фронте волны $p(R, t) = p_1(t)$, $u(R, t) = v_0(t) - v_1(t)$, $m(R, t) = m_1(t)$, следуя [7], введем следующие переменные:

$$\begin{aligned}f(x, y) &= uv_0^{-1}, \quad g(x, y) = ypp_0^{-1}, \quad h(x, y) = mm_0^{-1}, \\ x &= rR^{-1}, \quad y = M^{-2}, \quad M = v_0a_0^{-1}.\end{aligned}$$

В новых переменных получим запись уравнений сохранения в виде

$$\begin{aligned}(f - x) \frac{\partial h}{\partial x} + \lambda y \frac{\partial h}{\partial y} &= -h \left(\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\alpha f}{x} \right), \\ 0,5\lambda f + (f - x) \frac{\partial f}{\partial x} + \lambda y \frac{\partial f}{\partial y} &= -\Gamma^{-1} \frac{\partial g}{\partial x}.\end{aligned}$$

Здесь $\lambda = Ry^{-1} \cdot \partial y / \partial R$. Запишем граничные условия в новых переменных

$$\begin{aligned}f(1, y) &= 1 - [2y + (\Gamma - 1)](\Gamma + 1)^{-1}, \\ g(1, y) &= \Gamma[1 - (\Gamma - 1)(\Gamma + 1)^{-1}] + y[1 - 2\Gamma(\Gamma + 1)^{-1}], \\ h(1, y) &= [2y(\Gamma + 1)^{-1} + (\Gamma - 1)(\Gamma + 1)^{-1}]^{-1}.\end{aligned}$$

При интегрировании уравнений по [8] принимается во внимание малость члена $\lambda y \cdot \partial h / \partial y$. В [8] показано, что в интервале числа Маха ударных волн $3 < M < \infty$ введенное предположение не вносит существенной ошибки в производимые вычисления. В [7] также отмечается допустимость вводимых предположений в широкой области чисел M , однако в [7] имеются еще дополнительные ограничения, связанные с рассмотрением динамики дробления капель в ударных волнах.

Если скорость за фронтом ударной волны является линейной функцией радиуса волны, то $f(x, y) = f_0(y)x$, и в центре симметрии скорость равна нулю, а на фронте волны $v_0 - v_1$. Найдя функцию f_0

$$f_0 = 1 - [2y + (\Gamma - 1)](\Gamma + 1)^{-1}$$

и получив $h = h_0(y)x^k$, $k = f_0(\alpha + 1)(1 - f_0)^{-1}$, определим еще и значение $h_0 = [2y(\Gamma + 1)^{-1} + (\Gamma - 1)(\Gamma + 1)^{-1}]^{-1}$. Из полученных выражений находим

$$g = A(x^{k+2} - 1) + g_0.$$

Здесь

$$\begin{aligned}A &= \Gamma h_0(k + 2)^{-1}[f_0(1 + 0,5\lambda - f_0) + \lambda y 2(\Gamma + 1)^{-1}], \\ g_0 &= \Gamma(1 - (\Gamma - 1)(\Gamma + 1)^{-1}) + y[1 - 2\Gamma(\Gamma + 1)^{-1}].\end{aligned}$$

Уравнение сохранения энергии в интегральной форме имеет вид

$$\int_0^R [0,5mu^2 + p(\Gamma - 1)^{-1}] r^\alpha dr = \int_0^R p_0(\Gamma - 1)^{-1} r^\alpha dr + E_\alpha,$$

где E_α — количество выделенной энергии в центре симметрии. Напомним, что $E_{\alpha=0} = 0,5E$, $E_{\alpha=1} = E(2\pi)^{-1}$, $E_{\alpha=2} = E(4\pi)^{-1}$. После преобразований получим запись уравнения энергии в виде

$$\begin{aligned}y(R_0R^{-1})^{\alpha+1} &= J(y) - y(\Gamma - 1)^{-1}(\alpha + 1)^{-1}, \\ R_0 &= (E_\alpha p_0^{-1})^{1/\alpha+1}, \\ J(y) &= \int_0^1 [0,5\Gamma h f^2 + g(\Gamma - 1)^{-1}] x^\alpha dx.\end{aligned}$$

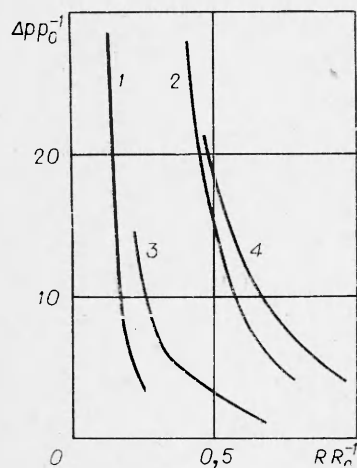


Рис. 4.

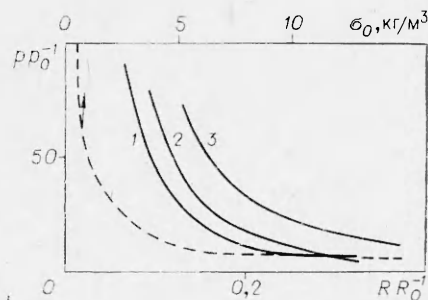


Рис. 5.

Из уравнений сохранения можно найти зависимости $y = y(RR_0^{-1})$ и $p = p \times (RR_0^{-1})$. Результаты расчетов уменьшения безразмерного перепада давления на фронте волны $\Delta p p_0^{-1}$, $\Delta p = p - p_0$ представлены на рис. 4: 1 — параметры на ударном фронте при взрыве в пене азот — вода при концентрации жидкости $\sigma_0 = 10 \text{ кг/м}^3$, 2 — для точечного взрыва в азоте, 3 — эксперимент из [3], 4 — эксперимент из [9]. Сравнение результатов расчета и эксперимента указывает на их удовлетворительное согласие. Замена пены на псевдогаз плотностью m и отношением удельных теплоемкостей $\Gamma < \gamma$ оказывается удобной аппроксимацией среды. Затухание ударной волны в пене связано с охлаждением газа. При $\Gamma \rightarrow 1$ внутренняя энергия среды делается бесконечно большой. Поэтому для разогрева воды в пене требуется затратить много энергии. В газе $\gamma \neq 1$ и внутренняя энергия среды величина конечная, что и определяет возможность разогрева газа до высокой температуры.

Чтобы проследить влияние концентрации жидкости (воды) на параметры волн давления, достаточно на каком-либо фиксированном расстоянии, например $RR_0^{-1} = 0,2$, построить зависимость $pp_0^{-1} = f(\sigma_0)$, как на рис. 5 (штриховая кривая). Этот график наглядно показывает, что изменение параметров ударных волн при взрыве в газе наиболее резко заметно при добавке жидкости в газ в количестве $\sigma_0 < 5 \div 10 \text{ кг/м}^3$. При $\sigma_0 > 10 \text{ кг/м}^3$ дальнейшее возрастание концентрации жидкости в газе приводит к весьма малому по сравнению с достигнутым уменьшению перепада давления на ударном фронте.

Представляет интерес сравнение результатов расчетов по модели, предложенной в [7] по рассматриваемой схеме. Напомним, что в [7] весь конденсированный компонент предполагали мгновенно испарившимся в узкой зоне за фронтом волны, так что за ударным разрывом имелся газ с соотношением удельных теплоемкостей

$$\gamma_p = \gamma(1 + \eta\delta)(1 + \eta\bar{\gamma})^{-1}.$$

Здесь $\bar{\gamma} = \gamma\gamma_e^{-1}$ — соотношение теплоемкостей в газе перед фронтом волны и отнесенное к отношению теплоемкостей для пара испарившейся жидкости. На рис. 5 сплошными кривыми приведены результаты расчета для взрыва в воздухе без жидкости (3), для взрыва в среде разогревающейся, но неиспаряющейся жидкости при $\eta = 0,4$ (1) и для взрыва в газе с испаряющейся на фронте волны жидкостью при $\eta = 0,4$ (2). Видно, что в ближайшей зоне взрыва затухание волны из-за затрат тепла на разогрев жидкости происходит наиболее эффективно. В дальней зоне более заметным становится влияние испарения. Однако для волн с перепадом давления на фронте меньше 10 и при $M < 3$ предположение о возможности

полного испарения жидкости перестает, по всей вероятности, быть справедливым. Прирост давления в модели с мгновенно испаряющейся на фронте волны жидкостью связан с дополнительным газообразованием. По-видимому, неучет дополнительного газа из-за испарения определяет завышение эффективности гашения взрывных волн двухфазной средой (см. рис. 5).

Для простых прикидок влияния параметров двухфазной смеси на поле давления точечного взрыва можно обойтись без интегрирования представленных уравнений на основе разумной интерпретации известных выводов теории точечного взрыва [6, 10]. Все поле параметров точечного взрыва дано величиной параметра $[E(\omega\rho)^{-1}]^{0.2}$ [6, 10], где E — энергия взрыва; ρ — плотность среды; $\omega = 32\pi[25(\Gamma^2 - 1)]^{-1}\psi$ — параметр, связанный с величиной интеграла энергии ψ . При одинаковой энергии взрыва поля давлений и скорость среды зависят от плотности среды и параметра ω при $\Gamma \rightarrow 1$ и $\Gamma \neq 1$. Это заключение принадлежит Л. И. Седову [6], указавшему на связь поля давления только с параметром Γ . С учетом известных факторов обращения плотности среды в зоне за ударным фронтом в нуль и равенства давлений в центре взрыва половине давления на фронте волны можно показать, что $\psi = 0,5(1 + \alpha)^{-1}$ при $\Gamma = 1$. Эта величина мало отличается от значений ψ при $1,2 < \gamma < 1,66$, когда $\psi \approx 0,2$ при $\alpha = 2$. Тогда на одинаковом расстоянии от центра взрыва давление на ударном фронте в двухфазной среде p_g и в газе p будет отличаться в $(1 + \gamma\sigma)^{-1}$ раз. Аналогичный результат отмечен в [2].

Из приведенного выражения следует, что на любом расстоянии от центра взрыва давление на ударном фронте в двухфазной среде обратно пропорционально концентрации жидкости, так как $\eta = \sigma b^{-1}$. При $\sigma = 10 \text{ кг/м}^3$, $\gamma = 1,4$, $\rho = 1,3 \text{ кг/м}^3$, $\delta = 4,2$ ожидаемое уменьшение амплитуды давления для воды и воздуха в близком согласии с расчетом составит 45 раз. В опытах отмечено снижение интенсивности не более чем в 10—14 раз. Таким образом, разогрев жидкости в реальных условиях далек от предельно возможного. Но этот разогрев, безусловно, есть, так как при отсутствии разогрева, что возможно, например, при $\delta = 0$, давление в волне не зависит от наличия конденсированной фазы.

Путем подобных прикидок можно показать, что скорость волны в двухфазной среде меньше, чем в газе в $[(1 + \eta_0)(1 + \gamma\eta_0\delta)]^{0.5}$ раз. Как видно, даже при отсутствии теплообмена, т. е. при $\delta = 0$, скорость волн в двухфазной среде в $(1 + \eta_0)^{0.5}$ раз меньше, чем в газе, что связано с большей инерционностью среды.

По измерениям скорости волн в двухфазных средах еще труднее судить о степени независимости релаксации по скорости и температуре, так как к отмеченной выше незавершенности обмена по температуре может добавиться незавершенность обмена по скорости. Тем не менее выполнимые оценки полезны, так как на их основе оценивается предельно достижимый эффект изменения параметров ударных волн при переходе от взрыва в газе к взрыву в двухфазной среде.

Поступила в редакцию
6/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, Е. И. Тимофеев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, 2.
2. В. М. Кудинков, Б. И. Паламарчук и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3.
3. А. А. Borisov et al. Acta Astronautica, 1978, 5, 11—12.
4. Г. Рудингер. РТК, 1975, 5, 5.
5. Г. Уоллис. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.
6. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977.
7. Т. Н. Pierce. J. Fluid Mech., 1978, 88, 4.

8. А. Сакурай.— В сб.: Взрывающиеся проволоочки. М.: ИЛ, 1963.
9. В. В. Адушкин, А. И. Коротков. ПМТФ, 1961, 5.
10. Х. С. Кестейбойм, Г. С. Росляков, Л. А. Чудов. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И СТРУКТУРА ВОЛНЫ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПРЕССОВАННЫХ СМЕСЕВЫХ СИСТЕМАХ

В. Ф. Мартынюк, А. А. Сулимов, В. Ф. Дубовицкий

(Москва)

В работе [1] показано, что критический диаметр детонации $d_{кр}$ смесевых систем (аммотол, динамон) повышается с ростом плотности заряда ρ . Такая зависимость $d_{кр}$ от ρ для смесевых ВВ принципиально отличается от аналогичной зависимости для мощных индивидуальных ВВ, у которых $d_{кр}$ уменьшается с ростом ρ [2] и возрастает лишь при приближении к плотности монокристалла [3]. Критический диаметр детонации увеличивается с ростом плотности во всем интервале ρ для окислителей (перхлорат аммония (ПХА) и нитрат аммония), для смесей окислитель — инертное горючее и для слабых индивидуальных ВВ (нитрогуанидин, динитротолуол, нитрофенол) [4]. Скорость детонации D зарядов фиксированного диаметра смесевых и слабых ВВ сначала увеличивается с ростом плотности, достигает максимума и затем уменьшается при приближении плотности заряда к критической. Для мощных индивидуальных ВВ скорость детонации растет с плотностью заряда во всем диапазоне плотностей. Такие зависимости $d_{кр}$ от ρ и D от ρ получены для ПХА [5, 6], смесей ПХА с воском [7], алюминием [8], сажей, уротропином и мочевиной [9, 10], полиметилметалкрилатом (ПММА) и полистиролом [11]. Одинаково во всех работах измерялась только скорость детонации. Кроме того, недостаточно подробно исследована область высоких плотностей заряда.

В данной работе изучены закономерности распространения неидеальной детонации в прессованных зарядах стехиометрической смеси ПХА/ПММА (85/15) вблизи критических условий в интервале плотностей, где скорость детонации падает с ее ростом. Скорость распространения детонации составляла $\sim 3\text{—}4$ км/с и была близка к значениям, характерным для низкоскоростной детонации в мощных индивидуальных ВВ [12]. Особенность состоит в том, что если низкоскоростная детонация распространяется в зарядах, заключенных в оболочку, то в смесевых ВВ низкие скорости распространения детонации наблюдаются в открытых безоболочечных зарядах. Это позволяет использовать электромагнитный метод для исследования структуры детонационной волны.

Тщательно высушенный технический ПХА измельчался в фарфоровой мельнице и просеивался через сито с просветом ячеек 100 мкм. Средний массовый размер частиц просеянного ПХА составлял 90 мкм (около 25% частиц имели размер меньше 25 мкм). ПХА смешивался в смесителе с ПММА, имеющим размер частиц 4 мкм. Заряды состояли из прессованных таблеток длиной не более диаметра. Плотность заряда определялась с точностью 0,5%. Скорость детонации измерялась с помощью ждущего фоторегистратора, ионизационными датчиками и по времени прохождения детонационным фронтом двух плеч электромагнитного датчика.