

Б. И. ПАЛАМАРЧУК, А. Т. МАЛАХОВ

ЗАТУХАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЕНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВВ

Явление сильного затухания взрывных волн в пене представляет значительный интерес в связи с практическим использованием этого эффекта для локализации побочного действия ударных волн (УВ), генерируемых импульсными энергоисточниками [1—3], в частности — при взрыве конденсированных ВВ. Проведенные теоретические исследования посвящены в основном анализу УВ в рамках теории точечного взрыва [4—7], в которой не учитываются размеры энергоисточника и временные факторы передачи энергии взрыва в среду. Такой подход при описании взрыва в двухфазных средах в ряде случаев может привести к значительным ошибкам в определении параметров УВ [8]. С этой точки зрения решение задачи о взрыве конденсированного ВВ в газожидкостной пене, применяемой на практике в качестве защитной среды, дает возможность выяснить влияние характеристик энергоисточника и свойств пены на затухание УВ. Кроме того, постановка и решение таких задач необходимы для более ясного понимания механизмов перераспределения энергии в среде и границ применимости существующих моделей взрыва в подобных средах.

Постановка задачи и численное решение

Пусть в однородной пене с начальными плотностью ρ_0 , давлением p_0 и температурой T_0 происходит взрыв заряда конденсированного ВВ радиусом R , плотностью ρ_{*0} и энергией W . Для определения параметров реализующегося ударно-волнового течения полагаем, что пена — это смесь совершенного газа и несжимаемой жидкости с постоянной теплоемкостью. Газовая и конденсированная фазы в процессе движения имеют одинаковые скорости, что справедливо, если характерное время реализации взрыва течения во много раз больше характерного времени установления скоростного равновесия между фазами. Предполагая отсутствие испарения конденсированной фазы (к-фазы), уравнение состояния газожидкостной пены можно представить в виде

$$E = \frac{p(1-\varepsilon)}{\rho(\Gamma-1)}, \quad (1)$$

где E — удельная внутренняя энергия; ε — объемная доля жидкости; Γ — эффективный показатель адиабаты. По своей физической сути Γ — параметр релаксации, определяющий связь между термодинамическими величинами среды в ходе тепловой межфазной релаксации. В случае термодинамического равновесия

$$\Gamma = \Gamma_0 = \frac{\gamma x c_V + (1-x)c}{x c_V + (1-x)c}. \quad (2)$$

Здесь γ , x , c_V — показатель адиабаты, массовая доля и удельная теплоемкость газа; c — удельная теплоемкость жидкости. В случае «замороженности» теплообмена между фазами $\Gamma = \gamma$ [9].

При постоянстве Γ в (1) соотношения на фронте УВ имеют вид

$$D = \sqrt{\frac{(\Gamma+1)p_1 + (\Gamma-1)p_0}{2\rho_0(1-\varepsilon_0)}}, \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{(\Gamma-1)p_1 + (\Gamma+1)p_0 + 2\varepsilon_0(p_1-p_0)}{(\Gamma+1)p_1 + (\Gamma-1)p_0}, \quad (3)$$

где D — скорость УВ; $M = D/a_0$ — число Маха; $a_0 = \sqrt{\Gamma p_0/\rho_0(1 - \varepsilon_0)}$ — скорость звука в двухфазной среде; индекс 0 относится к параметрам невозмущенной среды, 1 — за фронтом падающей УВ.

При учете испарения жидкости полагаем, что пар также совершенный газ, тогда при тепловом равновесии между фазами уравнение состояния смеси запишем аналогично [6] так:

$$\begin{aligned} E &= (xc_v + yc_{vs} + zc)T - Lz, \\ p \left(\frac{1}{\rho} - \frac{z}{\rho_l} \right) &= (R_g x + R_s y)T, \\ \frac{1}{\rho} &= \frac{x}{\rho_g} + \frac{y}{\rho_s} + \frac{z}{\rho_l}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь y, z — массовые доли пара и жидкости; $L = \text{const}$ — удельная теплота испарения жидкости; R — газовая постоянная; индексы g, s и l относятся к параметрам газа, пара и жидкости соответственно. Кроме того, для определения термодинамических параметров используется закон Дальтона и уравнение Клапейрона — Клаузиуса, определяющее парциальное давление насыщенных паров.

Анализ ударно-волновых течений при взрыве в рамках сделанных предположений с использованием уравнений (1) — (4) дает возможность оценить влияние процессов теплообмена и испарения на параметры УВ и определить область применимости различных моделей. Численное решение задачи проводилось для равновесной среды с учетом и без учета испарения, а также при замороженности теплообмена между фазами.

Уравнение состояния продуктов детонации (ПД) бралось в виде $p = A\rho_*^n + (k-1)\rho_*E$ с изоэнтропой $p = A \frac{n-1}{n-k} \rho_*^n + B\rho_*^k$, ρ_* — плотность ПД. Постоянные A, n, B определялись аналогично [10] по исходным параметрам ВВ: удельной теплоте взрыва Q , начальной плотности ρ_{*0} , скорости детонации D_* и давлению на фронте детонационной волны в точке Чепмена — Жуге p_{*0} . Начальное автомодельное распределение параметров ПД задавалось по методике [10].

Система одномерных уравнений движения для пены и ПД может быть записана в безразмерном виде следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \theta} &= -v \left(\frac{r}{\lambda} \right)^v \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial r}{\partial \theta} = u, \\ v &= v_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right)^v \frac{\partial r}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial l}{\partial \theta} = -P \frac{\partial v}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $U = u/a'$ — скорость; $\theta = t/\tau$ — время; $r = R/\alpha$ — эйлерова координата; $\lambda = \Lambda/\alpha$ — лагранжева координата; $v = \rho_{g0}/\rho$ — удельный объем; $e = E\rho_{g0}/p_0$ — удельная внутренняя энергия; $P = p/p_0$ — давление. Обезразмеривание проводилось с помощью вспомогательных величин $a' = \sqrt{p_0/\rho_{g0}}$, $\alpha = (W/p_0)^{1/\nu}$, $\tau = \alpha/a' = (W/p_0)^{1/\nu} \sqrt{\rho_{g0}/p_0}$, $\nu = 1, 2, 3$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии. При $\nu = 1$ W обозначает энергию взрыва на единицу площади, при $\nu = 2$ — на единицу длины.

Система (5) интегрировалась численно методом сквозного счета [11] с введением искусственной квадратичной вязкости для «размазывания» разрывов в ударных волнах, что позволяет не выделять их в виде особенностей. Граничные условия: $U = 0$ при $r = \lambda = 0$; давления и массовые скорости равны по обеим сторонам контактной поверхности.

Расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1040, причем периодически одновременно сдваивались точки в области пены с сохранением энергии и массы; число точек для ПД оставалось неизменным. Общее число точек 170, из них 40 для ПД. Величина вязкости задавалась аналогично [12]. Точность расчетов контролировалась по сохранению суммы энергии ПД и энергии, переданной в среду, а также путем сравнения результатов при измельчении расчетной сетки. Как видно из уравнений (1) и (4)

наличие конечного объема несжимаемой к-фазы приводит к отличию уравнений состояния смеси и газа, что в свою очередь оказывает влияние на величину вязкости, необходимой для «размазывания» фронта УВ на определенное число интервалов, и на число Куранта в условии устойчивости используемой явной разностной схемы. Для определения этих величин проведены оценки на основе решения задачи о структуре фронта УВ в вязкой среде с уравнением состояния (1), которые совместно с проведенными расчетами показали, что для пен с ϵ_0 порядка нескольких процентов можно пренебрегать влиянием ϵ и использовать в расчетах характерные для газа «классические» величины вязкости и критерии устойчивости.

Аналитические зависимости

В случае, когда конечная цель расчетов — определение макропараметров генерируемых при взрыве УВ, взаимосвязь между термодинамическими свойствами среды, характеристиками энергоисточника и параметрами УВ на больших расстояниях от центра взрыва в первом приближении удается установить в виде аналитических зависимостей.

Закономерности затухания сильной УВ для точечного взрыва (ТВ) в двухфазной среде с конечной объемной долей к-фазы установлены в [13]. В работе [8] получен единый для однофазных (газ, жидкость) и двухфазных газосодержащих сред масштаб взрыва R' в законах затухания УВ. Для указанных сред с $\Gamma < 2$ интегральный закон сохранения энергии на сильной стадии взрыва может быть представлен в первом приближении в виде соотношения

$$\Gamma M^2/2 = \bar{w}/E' = 1/R', \quad (6)$$

устанавливающего с помощью (3) связь параметров сильных УВ с термодинамическими параметрами среды для любого вида симметрии. Здесь

$$E' = \frac{2\pi(\nu - 1) + (\nu - 2)(\nu - 3)}{\nu} \rho_0 R_1^\nu E_0;$$

R_1 — координата фронта УВ. Для учета противодействия, следуя [14], рассмотрим поведение массовой скорости $u_1(R_1)$. Из (3) можно получить

$$u_{1 \text{ авт}} = \frac{2(1 - \epsilon_0)}{\Gamma + 1} D, \quad u_1 = \frac{2(1 - \epsilon_0)}{\Gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) D. \quad (7)$$

При $R_1 \rightarrow \infty$ $M_1 \rightarrow 1$ и $u_1 \rightarrow 0$. Из (6) следует, что $u_{1 \text{ авт}} \rightarrow 0$ при $R_1 \rightarrow \infty$. Таким образом, предельные значения u_1 одинаковы для сильного взрыва и для взрыва с противодействием, что позволяет, используя (6), (7), получить приближенные аналитические зависимости для параметров УВ в двух- и однофазных средах в виде, аналогичном [14]:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \frac{2}{\Gamma + 1} \frac{1}{R'} (1 + \sqrt{1 + 2\Gamma R'}), \quad (8)$$

$$M^2 = 1 + (1 + \sqrt{1 + 2\Gamma R'})/\Gamma R'.$$

Для $\nu = 1$ эти соотношения справедливы во всем диапазоне расстояний ввиду совпадения асимптотического закона затухания u_1 с автомодельными зависимостями. Для других симметрий формулы справедливы до расстояний, на которых вступают в силу асимптотические законы затухания. Учитывая общность энергетических соотношений для газа и газожидкостных сред, для определения точки сопряжения известных асимптотических зависимостей с (7) использовались результаты наиболее точных численных расчетов в газе с $\gamma = 1,4$ для $\nu = 3$ [15]. При $R' = 50$ сшивка с асимптотикой Ландау дает относительную ошибку в определении перепада давления на фронте волны не более $\pm 5\%$ по сравнению с точным решением. В случае $R' > R^* = 50$ ($\nu = 3$) формула для

$\Delta p = p_1 - p_0$ имеет вид

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{4\Gamma}{\Gamma + 1} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\Gamma (R^*)^{1/3} (R')^{2/3} [1 + \ln (R'/R^*)^{1/3}] - 1}}. \quad (9)$$

Аналогично [16] для слабой УВ в акустическом приближении

$$\Delta p = \rho_0 a_0^2 \left[\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} + \frac{\Gamma - 1}{2} \left(\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right].$$

Нетрудно получить для $\nu = 3$:

$$\tau_+ = \frac{R_1}{a_0} \sqrt{\frac{2 [\ln (R'/R^*)^{1/3} + 1]}{\Gamma (R^*)^{1/3} (R')^{2/3}}}, \quad (10)$$

$$I = \frac{1}{2} \tau_+ (p_1 - p_0) = \frac{R_1}{a_0} \frac{2p_0}{(\Gamma + 1)(R^*)^{1/3} (R')^{2/3}},$$

где I — импульс положительной фазы волны; τ_+ — время ее действия.

Формулы (6), (8)–(10) получены в предположении, что энергия выделяется в точке (линии или плоскости) и мгновенно передается в среду и собственный объем энергоисточника. Однако, как известно, в области самостоятельного существования УВ при временах процесса, много больших характерных времен релаксации в среде, зависимости (6), (8)–(10) могут использоваться для определения параметров УВ, генерируемых взрывом конденсированного ВВ или другого объемного источника, если использовать вместо энергии взрыва энергетический эквивалент точечного взрыва

$$W_{\tau, \nu} = \eta W,$$

учитывающий характер передачи энергии в среду и термодинамические свойства среды и ПД.

Для определения $W_{\tau, \nu}$ при взрыве конденсированного ВВ с заданными выше условиями на контактной границе воспользуемся методом [17], который основан на характерном свойстве точечного взрыва: сквозь любую поверхность, ограничивающую объем, содержащий центр взрыва, за время полного выравнивания давления в охваченной волной среде протекает вся выделившаяся при взрыве энергия. Легко показать, что в предположении изэнтропичности разлета ПД $W_{\tau, \nu}$, как и в газе [17], зависит от объема двухфазной среды, вытесняемой ПД, и определяется соотношением

$$W_{\tau, \nu} = \eta W = W \left[1 - \frac{p_0 V_k}{(k-1)W} + \frac{p_0 (V_k - V_0) (1 - \epsilon_0)}{(\Gamma - 1)W} \right], \quad (11)$$

где V_0 , V_k — начальный и конечный объемы ПД; k — показатель адиабаты ПД. При изэнтропическом разлете ПД V_k однозначно определяется по уравнению изэнтропы и параметрам детонации ВВ. Подставляя $W_{\tau, \nu}$ в (6), (8)–(10), можно проанализировать основные отличия ТВ от взрыва конденсированных ВВ в двухфазных средах.

Результаты и их обсуждение

Численные расчеты в случае сферической симметрии проводились в водовоздушной пене для $p_0 = 101\,325$ Па, $T_0 = 293$ К, $\rho_{g0} = 1,204$ кг/м³, $\rho_l = 1000$ кг/м³, $c_v = 718$ Дж/(кг·К), $c_s = 1540$ Дж/(кг·К), $c = 4190$ Дж/(кг·К), $\gamma = 1,4$, $R_g = 287$ Дж/(кг·К), $R_s = 462$ Дж/(кг·К), $L = 3,08$ МДж/кг, $\rho_{*0} = 1600$ кг/м³, $Q = 4,316$ кг/м³, $D_* = 6950$ м/с, $p_* = 19\,320$ МПа, $k = 1,25$.

На рис. 1 показаны пространственные распределения давления в фиксированные моменты времени, когда фронт головной УВ достигает расстояния 10, 20 и 30 радиусов заряда. Давление представлено в приведенном виде $P' = (p - p_0)/(p_1 - p_0)$, где p_1 — давление на фронте.

Сплошными линиями нанесены распределения для пены ($\epsilon_0 = 0,015$, $\Gamma = \Gamma_0 = 1,0053$), штриховыми — для воздуха, наклонной чертой — положение контактной поверхности (КП) между ПД и средой. Видно, что в пене давление за фронтом спадает с расстоянием более быстро, чем в воздухе, что можно объяснить более высокой сжимаемостью пены. Несмотря на это время действия положительной фазы давления τ_+ на фиксированном расстоянии в пене больше, так как УВ в ней движется гораздо медленнее, чем в воздухе.

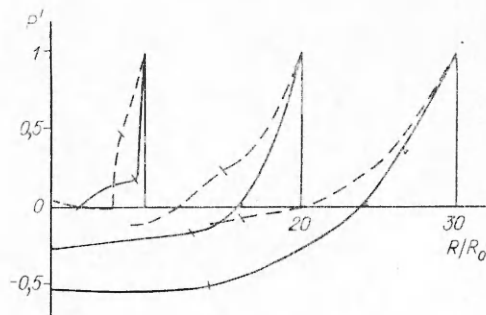


Рис. 1.

На рис. 2 представлены зависимости перепада давления на фронте УВ от безразмерного расстояния r_1 . Кривые 1 и 3', 3 — результаты численного расчета в воздухе и пене ($\epsilon_0 = 0,01$, $\Gamma = \Gamma_0 = 1,008$ и $\epsilon_0 = 0,015$, $\Gamma = \Gamma_0 = 1,005$); 2, 4' и 4 — зависимости (8) для точечного взрыва в воздухе и пене с $\epsilon_0 = 0,01$ и $0,015$ ($\Gamma = \Gamma_0$); штриховая линия — численный расчет в пене ($\epsilon_0 = 0,015$) при «замороженности» межфазного теплообмена ($\Gamma = \gamma$). Точками нанесены экспериментальные данные при взрыве ВВ в пене ($\epsilon_0 = 0,01 \div 0,015$) [7, 18].

Соотношение (8) справедливо в области самостоятельного существования УВ; для воздуха — начиная с расстояний $(13 \div 15)R_0$, на которых практически заканчивается передача энергии от ПД воздуху. Сравнение с экспериментом [19] показывает, что в диапазоне $13 < R_1/R_0 < 10^4$ ошибка в определении избыточного давления по (8) не превышает 10% и лежит в пределах разброса экспериментальных данных. При «замороженности» межфазного теплообмена результаты расчета в пене по сравнению с воздухом значительно отличаются в ближней зоне взрыва (вследствие большей акустической жидкости пены) и сближаются по мере удаления от центра взрыва. Для ТВ отношение избыточных давлений в воздухе и пене ($\Gamma = \gamma$) составляет величину порядка $(1 - \epsilon_0)$.

В случае термодинамического равновесия в пене различие между результатами численных расчетов и аналитическими зависимостями для точечного взрыва (см. рис. 2, 3, 4) резко возрастает по сравнению с воздухом (см. рис. 2, 1, 2). Данные экспериментов в пене лежат между расчетными (3', 3) и аналитическими для ТВ кривыми (4, 4') для случая теплового равновесия, приближаясь к результатам для ТВ при $R_1/R_0 > 20-25$, т. е. на расстояниях, где, согласно [8], основная масса двухфазной среды, охваченной ударно-волновым движением, близка к равновесию.

Значительные различия между численным расчетом и экспериментальными данными наблюдаются не только для перепада давления на фронте, но и для импульса, что следует из рис. 3, где представлена зависимость безразмерного импульса положительной фазы давления в волне $i = I/(p_0 \tau)$ от r (1, 1' — расчет в равновесной пене ($\epsilon_0 = 0,015$ и $0,01$), 2 — в воздухе, 3 — точечный взрыв в пене ($\epsilon_0 = 0,01$, $\Gamma = \Gamma_0$); точками нанесены экспериментальные данные для пены ($\epsilon_0 = 0,01 \div 0,015$) [13]). Как видно, с увеличением расстояния от центра взрыва результаты расчета и эксперимента расходятся. При этом экспериментальные данные лежат ниже расчетных по равновесной модели пены. Выяснение причин таких различий имеет принципиальное значение не только для науки, но и для практики. До последнего времени предполагалось, что повышение эффективности гашения УВ пеной следует ожидать при относительном увеличении энергии взрыва либо уменьшении размеров дисперсной фазы, так как при этом возрастает степень завершенности релаксационных процессов в УВ и усиливается

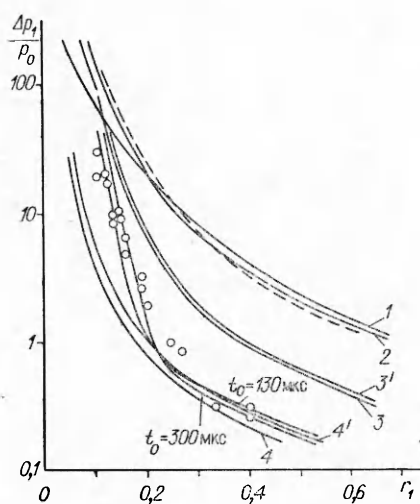


Рис. 2.

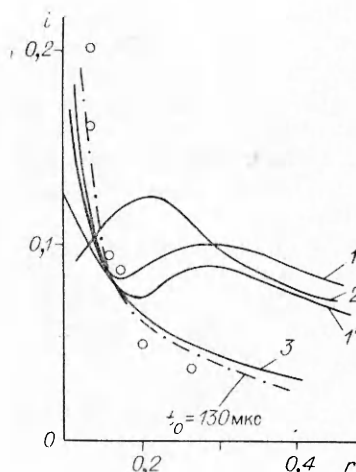


Рис. 3.

диссипация энергии в результате более полного прогрева к-фазы. Численный расчет показывает реальную возможность получения противоположного эффекта, т. е. снижение эффективности гашения УВ в термодинамически равновесной пене по сравнению с релаксирующей пеной.

В качестве возможных причин расхождения расчетов по равновесной модели с экспериментом рассматривалось влияние испарения жидкости, допущения о несжимаемости к-фазы, релаксационных процессов тепло- и массообмена между ПД и пеной, а также межфазного теплообмена в пене.

Анализ показал, что учет испарения не меняет качественной картины различий и приводит к еще большему расхождению результатов численных расчетов и эксперимента. В ближней зоне взрыва перепад давления на фронте УВ за счет испарения возрастает (максимум на 40%), однако по мере удаления от центра взрыва влияние испарения уменьшается. Сравнение с расчетом при $\epsilon \equiv 0$ (что соответствует бесконечной сжимаемости к-фазы) показывает, что отклонения для перепада давления не превышают нескольких процентов.

Таким образом, наблюдаемое экспериментально снижение параметров УВ ниже расчетных величин следует искать в характере релаксационных процессов тепло- и массообмена, сопровождающих взрыв в газожидкостной среде. Один из механизмов снижения параметров УВ ниже равновесных — тепло- и массообмен между ПД и пеной, приводящий к недорасширению ПД. Это косвенно экспериментально подтверждается и следует из анализа численных и аналитических решений. Не исключено, что дополнительный вклад в понижение параметров волны может вносить консервация тепловой энергии в к-фазе за счет разности скоростей межфазного теплообмена в пене на стадиях сжатия во фронте УВ и последующего расширения.

Остановимся более подробно на выяснении последствий нарушения предполагаемой в расчетах адиабатичности разлета ПД, что, по мнению авторов, является одним из основных факторов, приводящим к описанным выше различиям между экспериментом и расчетом. Анализ аналитических зависимостей (8) — (11) показывает, что в пене в отличие от воздуха параметры УВ при адиабатическом разлете ПД существенно зависят от их расширения, увеличиваясь при возрастании объема среды, вытесняемой ПД, и от внутренней энергии среды. В частности, при изотропическом расширении до конечного давления p_0 продукты детонации ВВ с указанными выше параметрами достигают радиуса $10R_0$, по которому и находится величина V_K в (11). Определенные по этим соот-

ношениям пиковые давления на фронте УВ для ТВ и взрыва данного ВВ отличаются при $R_1 = 20R_0$ ($r_1 = 0,3$) для воздуха не более чем на 2 %, а для равновесной пены с $\epsilon_0 = 0,015$ — в 2,2 раза, при этом $\eta = 0,98$ и 3,7 соответственно.

Сильная зависимость параметров УВ в пене от степени расширения ПД обнаружена также при проведении численных расчетов, когда степень расширения ПД варьировалась при практически неизменной величине энергии, передаваемой от ПД в окружающую среду. Степень расширения регулировалась изменением параметров в уравнении состояния ПД, а также применением различных «схем детонации» (мгновенная безволновая, мгновенная волновая, реальная), определяющих начальное распределение ПД и особенности их последующего движения. При $R_1 \geq 20R_0$ подстановка $\eta = 3,7$ в (8) дает удовлетворительное согласие с результатами численного расчета по схеме «мгновенной безволновой детонации» [8], наиболее полно отвечающей предположениям, положенным в основу при выводе соотношений (8) — (11). Учет в расчетах волновой картины взаимодействия ПД с пеной приводит к нагреву последних УВ и, как следствие, — к перерасширению по сравнению со случаем изэнтропического разлета ПД и повышению параметров УВ, как это видно из рис. 2, 3, 3', где нанесены результаты расчета по «реальной схеме детонации».

Косвенное подтверждение гипотезы о том, что в экспериментах по взрыву в пене ПД расширяются в меньшей степени, чем следует из расчетов, можно получить, проанализировав имеющиеся зависимости импульса давления от расстояния до центра взрыва. Так, из рис. 3 следует, что локальный максимум экспериментальной кривой $I(r)$, соответствующий границе области максимального расширения ПД, следует ожидать при $r < 0,13$. В численном расчете локальному максимуму соответствует $r \approx 0,28$. Однако последнее не подтверждается как приведенными на рис. 3 экспериментальными данными, так и представленными в [20], из которых следует, что экспериментальная зависимость $I(r)$ в пене имеет нулевой наклон на расстоянии, примерно вдвое меньшем, чем в воздухе. В работе [21] также изложены аналогичные соображения об уменьшении расстояний, на которых прекращается поршневое действие ПД при взрыве в пене по сравнению с воздухом.

На наш взгляд, нарушение предполагаемой в расчетах адиабатичности разлета ПД связано со следующими факторами. Во-первых, инерционность частиц жидкости в пене приводит к их проникновению через контактную границу в область ПД на начальной стадии их расширения. Судя по данным [7], действие этого фактора для исследованных зарядов ограничивается ближней зоной взрыва, поскольку, как следует из [7], при $R_1 > (8 \div 10)R_0$ между фазами устанавливается кинематическое межфазное равновесие во фронте УВ. Во-вторых, на начальной стадии разлета ПД существуют условия для развития релей-тейлоровой неустойчивости границы раздела ПД — пена. Известно, что граница раздела неустойчива, если ее ускорение направлено от менее к более плотной среде. Расчет показывает, что в равновесном случае граница раздела неустойчива до момента, когда фронт УВ достигает расстояния $\sim 1,5R_0$. Перечисленные факторы существенно увеличивают поверхность контакта высокотемпературных ПД с жидкостью. Это, в свою очередь, приводит к значительному ускорению теплопередачи от ПД к пене и снижению давления в ПД до начального при меньших степенях их расширения, чем это следует из расчета. С физической точки зрения такой процесс приближается к идеализированной модели точечного взрыва, характерная особенность которого состоит в мгновенной передаче энергии в среду.

В качестве $W_{т.в}$ при взрыве конденсированного ВВ в газожидкостных средах можно использовать выражение [8]

$$\eta = 1 + \frac{2 - \Gamma_0}{\Gamma_0 - 1} \frac{E'(R_0)}{W}, \quad (12)$$

удовлетворительно описывающее экспериментальные данные для зарядов массой до 3 кг в области самостоятельного существования УВ. Для описания затухания УВ в общем случае необходимо учитывать релаксационный характер перераспределения энергии между компонентами пены. При распространении УВ энергия газовой фазы, находящейся при высоких температурах, переходит в тепловую энергию к-фазы, не вносящую вклад в давление. Для оценки параметров УВ воспользуемся феноменологическим подходом [7], согласно которому перераспределение энергии за фронтом волны определяется релаксационным параметром Γ , постоянным по объему ударно-сжатой среды:

$$\Gamma = \Gamma_0 + (\gamma - \Gamma_0) \exp(-t/t_0),$$

где t_0 — характерное время релаксации. Изменение Γ прежде всего зависит от скорости протекания процесса теплообмена, обеспечивающего перевод энергии ударно-сжатого газа с высокой температурой в тепловую энергию к-фазы, не вносящей вклад в давление. В предположении об определяющей роли контактного теплообмена оценим t_0 в условиях небольших скоростей скольжения при числе Нуссельта $Nu \approx 2$. Полагая, что в УВ пленка пены разрушается на капли со средним диаметром d , равным толщине пленки, можно получить следующую оценку:

$$t_0 \approx \frac{\rho_l c d^2}{12 \lambda_g},$$

где λ_g — теплопроводность газа. Для пен с $\varepsilon_0 = 0,01 \div 0,15$ толщина пленок составляет 20—30 мкм и, следовательно, $t_0 \approx 130$ и 300 мкс соответственно. На рис. 2 и 3 нанесены зависимости для перепада давления и импульса, полученные с использованием изложенного подхода для учета влияния процессов межфазного теплообмена при взрыве заряда массой 1 кг с η , определяемым по (12). Сопоставление экспериментальных и расчетных данных показывает, что такой метод позволяет прогнозировать макропараметры УВ в пенах с приемлемой для решения практических задач точностью и дает непротиворечивое физическое объяснение явления взрыва в таких средах.

С увеличением массы заряда ВВ влияние эффектов фильтрации ПД и процессов релаксации за фронтом волны должно уменьшаться ввиду увеличения масштаба взрыва ($\sim W^{1/3}$) по отношению к величинам характерных времен межфазной релаксации, зависящим от структуры и теплофизических свойств пены. Судя по оценкам, влияние перемешивания ПД и пены из-за неустойчивости контактной поверхности будет незначительным, поскольку отношение массы пены, находящейся в области неустойчивости и, следовательно, имеющей возможность перемещаться с ПД, к массе заряда ВВ не превышает 2%. Вследствие этого при увеличении массы заряда ВВ процесс передачи энергии ПД в пену будет приближаться к адиабатическому, а параметры генерируемых УВ — к полученным для равновесной среды при численных расчетах.

Обнаруженная сильная зависимость параметров УВ в газожидкостных пенах от условий передачи энергии взрыва в среду характерна и для любой другой многофазной газосодержащей среды, обладающей сильной сжимаемостью в УВ. Дальнейший прогресс в построении корректной модели динамического поведения пены при взрыве конденсированных ВВ, работающей в широком диапазоне величин выделяемой энергии, будет связан с разработкой методов описания тепло- и массообмена между ПД и пеной и межфазного теплообмена в пене.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Автоматическая сварка, 1976, 2, 69.
2. Обор Д. Г., Крайник Э. М., Рэнд Н. Б. В мире науки. 1986, 7, 36.
3. Raspet R., Butler P. V., Jahani F. Appl. Acoust., 1987, 22, 1, 35.
4. Pierce T. H. J. Fluid Mech., 1978, 88, 4, 644.
5. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И. ФГВ, 1981, 17, 4, 129.

6. Андреев М. А. // Гидродинамика одно- и двухфазных систем.— Новосибирск, 1982.
7. Вахненко В. А., Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. ФГВ, 1984, 20, 1, 105.
8. Паламарчук Б. И., Малахов А. Т. // Тр. VI Междунар. симп. по использованию энергии взрыва для производства мет. материалов с новыми свойствами.— Готвальдов (ЧССР), 1985.
9. Малахов А. Т., Паламарчук Б. И. ПМГФ, 1985, 1, 106.
10. Охитин В. Н. // Вопросы физики взрыва и удара: Тр. МВТУ № 358.— М.: МВТУ, 1981.— Вып. 3.
11. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
12. Higbie L. G., Plooster M. N. J. Comput. Phys., 1968, 3, 154.
13. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Вахненко В. А. Докл. АН СССР, 1983, 373, 5, 1080.
14. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах: Тр. МИ АН СССР.— М.: Наука, 1973.— СХІХ.
15. Охоцимский Д. Е., Власова З. П. ЖВМиМФ, 1962, 2, 1, 107.
16. Miles J. W. Phys. Fluids, 1967, 10, 12, 2706.
17. Аслапов С. К., Голинский О. С., Ивлиев С. А. Физика удара и волновая динамика в Космосе и на Земле.— М.: ВАГО АН СССР, 1983.
18. Паламарчук Б. И. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Киев, 1979.
19. Baker W. E., Cox P. A. et al. Explosion Hazards and Evaluation.— Amsterdam; Oxford; N. Y.: Elsevier Sci. Publ. Co., 1983.
20. Winfield F. H., Hill D. A. Preliminary Results of the Physical Properties of Aqueous Foams and Their Blast Attenuating Characteristics.— DRES — TN — 389.— 1977.
21. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3, 555.

г. Киев

Поступила в редакцию 16/II 1989,
после доработки — 20/IX 1989

УДК 533.6.011.72

Б. Л. ГЛУШАК, Э. Э. ЛИН, С. А. НОВИКОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ ПРОХОДЯЩЕЙ И ОТРАЖЕННОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ВОЗДУШНОЙ УВ ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ

Ударная труба с плоским зарядом ВВ удобна для прикладных исследований [1, 2]. Варьирование толщиной слоя ВВ и расстоянием от него позволяет в широком диапазоне изменять параметры течения в УВ: амплитуду, распределение давления и скорости за фронтом УВ и т. д. В данной работе представлены результаты экспериментов в ударных трубах по изучению параметров течения в отраженной от жесткой стенки воздушной УВ, а также данные регистрации распространения сильной воздушной УВ.

Постановка опытов по изучению отраженной УВ аналогична приведенной в [3]. Расстояние от заряда до закрытого торца $L_0 = 0,51, 0,76$ и 1 м, расстояние от заряда до закрытого торца — 0,5 м. Пьезоэлектрическими датчиками давления, расположенными на боковой стенке трубы, определяли время прихода фронта отраженной УВ в данное сечение трубы, амплитуду давления p_2 на ее фронте и интенсивность p_2/p_1 (p_1 — давление в падающей УВ в момент прихода фронта отраженной УВ). Осциллограммы обрабатывали с учетом описанного в [4] механизма взаимодействия отраженной УВ с пограничным слоем в трубе.

Экспериментальные $x-t$ -диаграммы фронта отраженной УВ располагались в области между верхней и нижней границами расчетных кривых [5], полученных соответственно в предположении о равенстве нулю массовой скорости газа в отраженной УВ и о равенстве нулю производной $d^2\xi/dy_0^2$ ($\xi = \rho_1/\rho_2$, ρ_1, ρ_2 — плотность газа перед и за фронтом отра-