

С. А. Ждан

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ЗАРЯДА ВВ В ПЕНЕ

Экспериментальными исследованиями ударно-волновых процессов в газожидкостных пенах [1—5] установлено, что они наиболее эффективно поглощают энергию взрыва среди существующих газожидкостных сред (газовзвеси, пены и пузырьковые) и позволяют снизить параметры ударных волн (УВ) более чем на порядок по сравнению с газовой средой. При взрыве в двухфазной среде типа пены время формирования УВ нельзя считать бесконечно малым и для определения параметров волны необходимо учитывать релаксационный характер волнового процесса. Эксперименты [5] показывают, что с точностью до ошибки измерения скорости и перепада давления во фронте УВ справедливо кинематическое межфазное равновесие, т. е. эффективность затухания УВ в пене определяется в основном тепловой релаксацией.

Теоретические исследования законов затухания сильных УВ в релаксирующих пенах при точечном взрыве [5—7] основывались на возможности приведения уравнения энергии смеси к виду, аналогичному уравнению состояния газа с меняющимся во времени параметром смеси  $\Gamma$ . Для описания тепловой релаксации между фазами предполагалось, что  $\Gamma$  изменяется по экспоненциальному закону ( $\Gamma = \Gamma_0 + (\gamma - \Gamma_0) \exp(-t/\tau_0)$ ) от величины показателя адиабаты газа  $\gamma$  до своего равновесного значения  $\Gamma_0$  в зависимости от времени нахождения микрообъема двухфазной смеси в УВ. Возникающий при этом новый неизвестный параметр задачи  $\tau_0$  — характерное время тепловой релаксации смеси — должен определяться из взрывного эксперимента.

В настоящей работе на базе уравнений механики двухфазной сплошной среды предлагается замкнутая математическая модель для описания ударно-волновых процессов в газожидкостных пенах, сформулирована задача о взрыве заряда ВВ в пене, приведены некоторые результаты расчетов сферического взрыва и сравнение их с экспериментальными данными.

## Постановка задачи

Рассмотрим однородную двухфазную газожидкостную пену, состоящую из газовой и конденсированной фаз. Пусть в этой среде происходит взрыв заряда ВВ радиусом  $r_{ВВ}$ , полностью  $\rho_{ВВ}$ , энергией на единицу массы  $Q_{ВВ}$ , в результате которого по двухфазной смеси будет распространяться УВ.

Для описания движения газожидкостной пены обозначим:  $\beta_i$ ,  $\rho_i$ ,  $p_i$ ,  $u_i$ ,  $e_i$ ,  $T_i$  — массовая концентрация, истинная плотность, давление, скорость, внутренняя энергия и температура  $i$ -й фазы соответственно. Причем  $\beta_1 + \beta_2 = 1$ . Плотность и внутреннюю энергию двухфазной смеси представим в виде

$$1/\rho_c = \sum_{i=1}^2 \beta_i/\rho_i, \quad e_c = \sum_{i=1}^2 \beta_i e_i(\rho_i, T_i). \quad (1)$$

Сделаем следующие предположения.

1. На основе экспериментально установленного [5] кинематического равновесия фаз предполагаем, что скорости газовой и конденсированной фаз одинаковы:  $u_1 = u_2 = u_c$ .

2. Время исследуемого процесса во много раз превышает характерное время установления равновесного между фазами давления, т. е. справедлива «однодавленческая» модель  $p_1(\rho_1, T_1) = p_2(\rho_2, T_2) = p_c$ , что и представляет условие совместного деформирования фаз.

3. Тепловая релаксация фаз происходит за счет контактного теплообмена без учета испарения жидкости.

При сделанных допущениях поведение пены под действием взрывной нагрузки описывается уравнениями механики двухфазной односкоростной среды [8]:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_c \dot{u}_c r^v) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho_c u_c)}{\partial t} + \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_c u_c^2 r^v) + \frac{\partial p_c}{\partial r} = 0;$$

$$\frac{\partial [\rho_c (e_c + u_c^2/2)]}{\partial t} + \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho_c u_c \left( e_c + \frac{u_c^2}{2} + \frac{p_c}{\rho_c} \right) r^v \right] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial e_2}{\partial t} + \dot{u}_c \frac{\partial e_2}{\partial r} = \frac{p_c}{\rho_2^2} \left( \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + u_c \frac{\partial \rho_2}{\partial r} \right) + \frac{Q}{\beta_2 \rho_c}.$$

Здесь  $t$  — время;  $r$  — эйлерова координата;  $Q$  — интенсивность контактного теплообмена между фазами, который возникает из-за несовпадения их температур. При известных уравнениях состояния каждой фазы

$$e_1 = e_1(p_c, \rho_1), \quad e_2 = e_2(p_c, \rho_2)$$

и задании интенсивности контактного теплообмена  $Q$  система (1)–(3) становится замкнутой.

Считаем, что газовая фаза подчиняется уравнению состояния идеального газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma_1$ :

$$e_1 = p_c / (\gamma_1 - 1) \rho_1, \quad (4)$$

а для состояния конденсированной фазы (к-фазы) запишем с учетом ее сжимаемости [9] в однопараметрическом виде [14]

$$e_2 = e_{2y}(\rho_2) + \frac{p_c - p_{2y}(\rho_2)}{(\gamma_2 - 1) \rho_2}, \quad (5)$$

где упругое давление

$$p_{2y}(\rho_2) = \frac{\rho_{20} c_{20}^2}{\gamma_2} \left[ \left( \frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^{\gamma_2} - 1 \right],$$

а внутренняя энергия «холодного» сжатия

$$e_{2y}(\rho_2) = \frac{c_{20}^2}{\gamma_2} \left\{ \frac{\rho_{20}}{\rho_2} \left[ \left( \frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right)^{\gamma_2} \frac{1}{\gamma_2 - 1} + 1 \right] - \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \right\}.$$

Здесь  $\rho_{20}$ ,  $c_{20}$  — исходные плотность и скорость звука жидкости;  $\gamma_2$  — известная константа к-фазы.

Для конкретизации выражения интенсивности контактного теплообмена  $Q$  между фазами необходимо учитывать специфику дисперсной фазы. За фронтом УВ ячейки пены, состоящие из жидких пленок толщиной  $\delta$ , разрушаются на микрокапли размером  $d_0 \approx \delta$  [2]. Время разрушения жидких пленок определяется временем развития неустойчивости Рэлея — Ламба — Тейлора и по данным [10] составляет около 10 мкс при  $\delta \approx 10$  мкм и скорости газовой фазы в несколько десятков метров в секунду.

Поэтому в математической модели предполагаем, что к моменту выравнивания массовых скоростей фаз к-фаза состоит из монодисперсного распыла микрокапель воды диаметром  $d$ . Тогда замыкающее соотношение для интенсивности теплообмена фаз будет иметь вид

$$Q = \frac{12\eta\beta_2\rho_c\gamma_1\bar{R}}{\rho_2 d^2 \text{Pr}(\gamma_1 - 1)\mu_1} (T_1 - T_2), \quad (6)$$

где  $\eta = \eta_* (T_1/T_*)^\varepsilon$  — коэффициент динамической вязкости газа;  $d = d_0 (\rho_{20}/\rho_2)^{1/3}$  — текущий диаметр капель;  $\mu_1$  — молекулярная масса газа;  $T_1, T_2$  — температура газа и капель соответственно. Число Прандтля задаем из соотношения  $Pr = 4\gamma_1/(9\gamma_1 - 5)$ .

Одномерные уравнения газовой динамики в области продуктов детонации (ПД) конденсированного ВВ ( $0 < r \leq r_{к.п}$ ) запишем в лагранжевых переменных

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial t} &= U, & \frac{\partial U}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_{ВВ}} \left(\frac{r}{m}\right)^\nu \frac{\partial p}{\partial m}, \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= -p \frac{\partial (1/\rho)}{\partial t}, & \frac{\rho_{ВВ}}{\rho} &= \left(\frac{r}{m}\right)^\nu \frac{\partial r}{\partial m}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $r, m$  — эйлерова и лагранжева координаты;  $p, U, \rho, E(p, \rho)$  — давление, массовая скорость, плотность и внутренняя энергия ПД;  $r_{к.п}$  — координата контактной поверхности, разделяющей ПД и двухфазную среду.

Для состояния ПД конденсированного ВВ запишем

$$p = [\gamma(\rho) - 1] \rho E + \varphi(\rho), \quad (8)$$

функции  $\gamma(\rho)$  и  $\varphi(\rho)$  для типичных ВВ различной начальной плотности имеют универсальный вид [11].

Начальные данные для системы (7) в области  $0 < r \leq r_{ВВ}$  задаем из автомодельного решения для детонационной волны в момент выхода ее на границу с двухфазной средой.

Граничные условия: при  $r=0$   $U=0$ ; на контактной поверхности при  $r=r_{к.п}$   $U=u_c, p=p_c$ ; при  $r=r_\phi$  соотношения на фронте УВ в односкоростной двухфазной среде:

$$\begin{aligned} \rho_c(D - u_c) &= \rho_c^0 D, \\ p_c + \rho_c(D - u_c)^2 &= p_c^0 + \rho_c^0 D^2, \\ \beta_1(e_1 - e_{10}) + \beta_2(e_2 - e_{20}) &= 1/2 \cdot (p_c + p_c^0) (1/\rho_c^0 - 1/\rho_c), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $D$  — скорость УВ. Предполагая, как и в [12], что сжатие каждой фазы во фронте происходит вдоль ее индивидуальной ударной адиабаты, дополним (9) соотношением

$$e_1 - e_{10} = 1/2 \cdot (p_c + p_c^0) (1/\rho_{10} - 1/\rho_1). \quad (9')$$

Алгоритм численного решения задачи построен так, что в области ПД уравнения (7) решались методом псевдовязкости [13], система (2) для двухфазной смеси — методом распада разрыва в подвижных сетках [14], а уравнение (3) для дисперсной фазы — методом характеристик. Поточковые величины через границы ячеек конечно-разностной сетки в двухфазной области рассчитывались по формулам распада произвольного разрыва [14] с привлечением скорости звука в двухфазной смеси  $c_c$ :

$$\frac{1}{\rho_c^2 c_c^2} = \frac{\beta_1}{\rho_1^2 c_1^2} + \frac{\beta_2}{\rho_2^2 c_2^2}.$$

### Результаты расчетов

Исходные значения констант: газовая фаза — воздух с  $\rho_{10} = 1,184$  кг/м<sup>3</sup>,  $p_c^0 = 1,013 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>,  $T_{10} = 298$  К,  $\gamma_1 = 1,4$ , из табличных данных [15] определяются константы в выражении (6) для коэффициента динамической вязкости воздуха:  $\eta_* = 1,75 \cdot 10^{-4}$  Н·с/м<sup>2</sup>,  $T_* = 6000$  К,  $\varepsilon = 0,85$ ; ж-фаза — вода:  $\rho_{20} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{20} = 1500$  м/с,  $\gamma_2 = 2$  [9],  $c_k = 4200$  Дж/(кг·К); ВВ:  $\rho_{ВВ} = 1600$  кг/м<sup>3</sup>,  $D_{ВВ} = 7600$  м/с,  $Q_{ВВ} = 5,4$  МДж/кг.

После приведения системы (1) — (8) и граничных условий (9) к безразмерному виду можно убедиться, что при известных исходных константах газа, ж-фазы и ВВ сформулированная задача содержит три

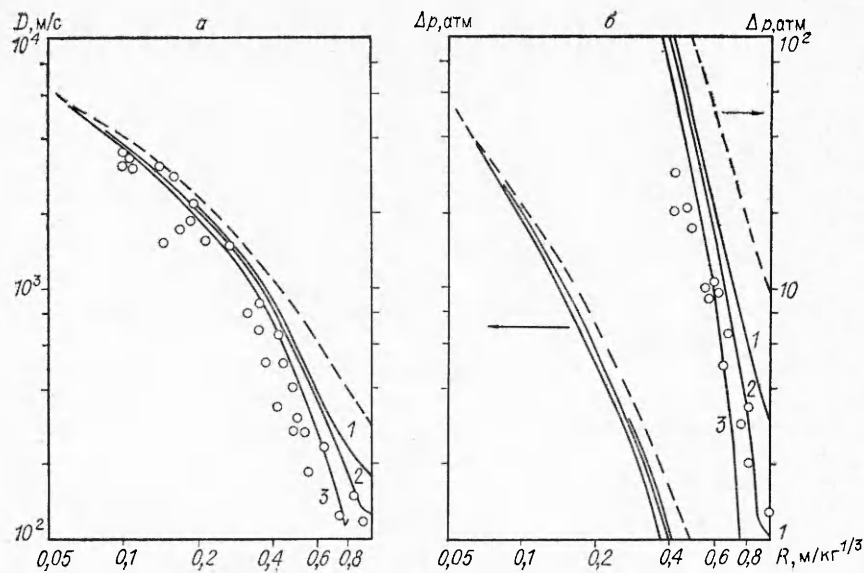
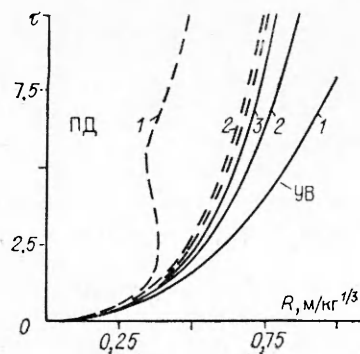


Рис. 1. Изменение скорости ударного фронта (а) избыточного давления на фронте (б) в пене от приведенного расстояния  $R$ .  
 --- без теплообмена; — с теплообменом; точки; а) [5], б) [4, 5];  $m_{ВВ}$ , кг: 1 —  $2 \cdot 10^{-3}$ , 2 — 2, 3 —  $2 \cdot 10^3$ .

независимых параметра:  $\beta_2$  — массовая концентрация жидкости,  $r_{ВВ}$  — радиус заряда ВВ и  $d_0$  — диаметр микрокапель жидкости, причем  $r_{ВВ}$  и  $d_0$  присутствуют только в обезразмеренном соотношении для интенсивности теплообмена (б) в виде комбинации  $r_{ВВ}/d_0^2$ . Для сравнения с экспериментами [4, 5] расчеты проведены в водовоздушной пене с начальной средней плотностью жидкости  $\sigma = \beta_2 \rho_c^0 = 15 \text{ кг/м}^3$ , т. е. при  $\beta_2 = 0,9278$ .

Предварительно рассмотрим расчет взрыва сферического заряда ВВ в пене с замороженным теплообменом между фазами ( $Q = 0$ ). На рис. 1 приведены расчетные зависимости скорости волны и перепада давления на фронте от приведенного расстояния  $R = r_{\phi}/m_{ВВ}^{1/3}$  ( $m_{ВВ}$  — масса заряда ВВ) в нерелаксирующей пене. В результате распада на границе раздела ПД — пена ( $R = 0,053$ ) в двухфазной среде формируется УВ с  $D \approx 6 \text{ км/с}$  и давлением на фронте  $p = 5,2 \text{ кбар}$ . При взрыве заряда ВВ в нерелаксирующей пене, в отличие от сильного точечного взрыва, где  $p$  и  $D$  изменяются по степенному закону ( $p \sim R^{-s}$ ,  $D \sim R^{-0,5s}$ ) с постоянным показателем степени  $s = 3$  [5], показатель степени непрерывно меняется от 1,5 до 3. Расчетные зависимости взрыва заряда ВВ в нерелаксирующей пене с заданной массовой концентрацией жидкости ограничивают сверху всю совокупность экспериментальных кривых и численных решений с теплообменом при любых масштабах взрыва.



На рис. 2 изображены траектории УВ и контактной поверхности (КП) в нерелаксирующей пене. Видно, что в безразмерный момент времени  $\tau = t\sqrt{p_c^0/\rho_{10}/r_{ВВ}} = 0,27$  ( $R \approx 0,2$ ) происходит отрыв УВ от границы раздела ПД — пена, при  $\tau = 2,44$  прекращается расширение ПД

Рис. 2. Траектории УВ (сплошные линии) и КП (штриховые).  
 1 — нерелаксирующая пена; 2 —  $m_{ВВ} = 2 \text{ кг}$ ; 3 —  $m_{ВВ} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг}$ .

( $R_{к.п} = 0,384$ ) и начинается их сжатие, которое при  $\tau = 5,4$  сменяется расширением.

Для проведения численных расчетов задачи с теплообменом между фазами необходимы данные об исходной микроструктуре пены, в частности о толщинах жидких оболочек ее ячеек. Экспериментальные работы [1—4] содержат довольно скудную информацию на этот счет. Известно [1, 2], что пену получали с помощью пеногенератора со средним размером ячеек пены  $d_n = 2$  мм и толщиной жидкостной оболочки отдельных ячеек  $\delta = 10 \div 60$  мкм. С привлечением исходной информации о толщинах жидких пленок проведены расчеты взрыва заряда ВВ в пене с  $\sigma = 15$  кг/м<sup>3</sup> при  $d_0 = 35,5$  мкм. Зависимости скорости сферической волны и перепада давления на фронте от приведенного расстояния  $R$  (сплошные линии) изображены на рис. 1. Сравним результаты расчета с  $m_{ВВ} = 2$  кг и экспериментов [4, 5], выполненных для зарядов массой 0,5—3 кг. Из рис. 1, а видно, что на начальной стадии движения УВ в пене ( $R < 0,25$ ) расчетные значения скорости  $D$  находятся в пределах экспериментальной ошибки ее измерения (20 %). С ростом  $R$  снижение расчетной скорости происходит медленнее, чем экспериментальной, и при  $R \approx 0,45$  достигается наибольшее их различие (60 %). При больших  $R$  значения скоростей сближаются и при  $R > 0,8$  величина  $D$  снова находится в пределах ошибки измерения. Из рис. 1, б следует, что при  $R \approx 0,45$  м/кг<sup>1/3</sup> достигается наибольшее различие (в 3 раза) перепадов давлений на фронте УВ, уменьшающееся с ростом  $R$ , и при  $R > 0,8$  м/кг<sup>1/3</sup> имеем корреляцию расчета с экспериментом.

Увеличение масштаба взрыва  $m_{ВВ}$  приводит на одинаковых относительных расстояниях к уменьшению фронтовых параметров — следствие более полного протекания тепловой релаксации фаз. Однако на ранней стадии процесса затухания УВ (при  $R < 0,45$ ) варьирование по сравнению с базовым вариантом ( $m_{ВВ} = 2$  кг) массы заряда ВВ незначительно изменяет параметры фронта: скорость УВ в пределах  $\pm 15$  %, давление  $\pm 30$  %.

Как отмечалось выше, радиус заряда и диаметр микрокапель входят в безразмерную систему уравнений только в виде комбинации  $A = r_{ВВ}/d_0^2$ , т. е. при заданной массовой концентрации жидкости  $\beta_2$  один вариант расчета с фиксированным параметром  $A$  дает континуум решений, для которых справедливо  $r_{ВВ} = Ad_0^2$ . Это обстоятельство позволяет сразу ответить на вопрос: как при фиксированном масштабе взрыва количественно влияет неопределенность в исходной экспериментальной информации о толщинах пленок  $\delta$  ячеек пены на параметры затухания УВ. В частности, расчетные кривые 1, 3 на рис. 1 при фиксированной  $m_{ВВ} = 2$  кг дают количественное отклонение от базового варианта ( $d_0 = 35,5$  мкм) при варьировании  $d_0$  в  $\pm \sqrt{10}$  раз. Из этих данных ясно, что точные измерения параметров исходной микроструктуры пены имеют принципиальное значение при математическом моделировании параметров затухания УВ в пенах.

Рассмотрим расчетные траектории сферических УВ и границ раздела, изображенные на рис. 2. В экспериментах [1, 3—5] из-за оптической непрозрачности пены КП не фиксируется. В отличие от нерелаксирующей пены (кривые 1) динамика КП при наличии теплообмена фаз имеет качественно иной характер (см. рис. 2, 2, 3). Видно, что по крайней мере до  $\tau = 10$  ( $R_{к.п} \approx 0,75$ ) ПД конденсированного ВВ непрерывно расширяются. Причем с увеличением масштаба взрыва на одинаковых относительных расстояниях  $R$  уменьшается относительная толщина слоя сжатой релаксирующей двухфазной среды:  $L = (r_{\phi} - r_{к.п})/r_{ВВ}$ . Так, при  $R = 0,5$  м/кг<sup>1/3</sup>  $L_2 = 0,86$ , а  $L_3 = 0,4$ . Согласно расчету, при взрыве заряда ВВ массой 2 кг датчик давления, установленный при  $R = 0,5$  м/кг<sup>1/3</sup>, будет писать профиль давления в сжатой пене в течение 120 мкс (остальное время фиксируется давление ПД).

Интересен вопрос об устойчивости границы раздела ПД — пена. Известно [8], что граница раздела сред (в системе координат, связан-

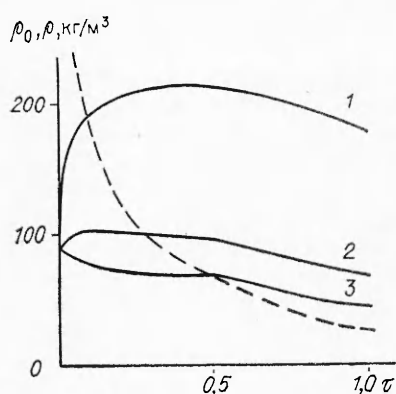


Рис. 3. Зависимости от времени  $\tau$  плотности ПД и пены на КП для трех масс зарядов ВВ.  
 $m_{ВВ}$ , кг: 1 —  $2 \cdot 10^3$ , 2 — 2, 3 —  $2 \cdot 10^{-3}$ .

ной с движением этой границы) неустойчива, если ускорение направлено от более плотной среды к менее плотной и устойчива в противном случае. При взрыве заряда ВВ в пене в течение всего времени расширения продуктов ускорение на границе раздела направлено от ПД к пене, т. е. устойчивость границы в данном случае зависит только от соотношения плотностей сред слева и справа от КП. На рис. 3 приведены расчетные зависимости плотности ПД (штриховая линия) и пены (кривые 1—3) на КП от безразмерного времени  $\tau$  для трех масс зарядов ВВ. На начальной стадии расширения плотность ПД больше плотности пены и, следовательно, граница раздела неустойчива. Однако плотность продуктов взрыва на КП быстро убывает со временем, а плотность двухфазной релаксирующей среды либо медленно убывает (см. рис. 3, 3), либо начинает расти (кривые 1, 2). В результате в некоторый момент времени  $\tau_i^*$  (при координате КП  $R_i^*$ ) плотность двухфазной газожидкостной среды становится больше плотности ПД, т. е. при  $\tau > \tau_i^*$  граница раздела устойчива. Для рассчитанных вариантов  $\tau_1^* = 0,49$ ,  $R_1^* = 0,25$ ;  $\tau_2^* = 0,283$ ,  $R_2^* = 0,196$ ;  $\tau_3^* = 0,09$ ,  $R_3^* = 0,12$ .

Пространственное распределение давления на раннем этапе взрыва ( $m_{ВВ} = 2$  кг) показано на рис. 4, а для ряда безразмерных моментов времени  $\tau$ . Видно, что затухающая со временем УВ имеет в пене треугольный профиль давления. Между волной разрежения, движущейся по ПД к центру, и УВ, распространяющейся по двухфазной среде, на КП зарождается второй скачок  $D_2$ , который начинает двигаться к центру от этой поверхности. На рис. 4, б можно проследить развитие сходящегося скачка  $D_2$ , который при  $\tau = 3,7$  отражается от центра. Отраженный скачок  $D_3$  движется по ПД и в момент  $\tau \approx 11$  выходит на КП. Из-за отражения от границы раздела сред он расщепляется на два скачка: прошедший и отраженный, причем отраженный скачок  $D_4$  снова сходится к центру, а прошедший, искажая треугольный профиль давления в двухфазной среде, догоняет головную УВ. Вследствие этого происходит изменение спада скорости и избыточного давления на фронте (см. рис. 1, 2) при  $R > 0,9$  м/кг<sup>1/3</sup>.

### Обсуждение результатов

Сравнение численных решений с экспериментом (см. рис. 1) показывает превышение расчетных скоростей и избыточных давлений на фронте при  $R > 0,25$  м/кг<sup>1/3</sup>. Проанализируем наиболее вероятную причину наблюдаемого отличия. В математической модели предполагалось, что тепловая релаксация фаз осуществляется за счет контактного теплообмена без испарения жидкости. Это предположение справедливо на начальной стадии затухания УВ в пене, пока давление в любой точке сжатого слоя газожидкостной среды больше критического давления для воды  $p_* \approx 225$  атм, а также на конечной стадии, когда энергии газовой фазы в ударно-сжатой двухфазной среде хватает только на прогрев к-фазы. В промежуточной области наряду с прогревом возможно частичное испарение жидкости.

Согласно расчетам начальной стадии для варианта с  $\beta_2 = 0,9278$  и  $m_{ВВ} = 2$  кг, давление уменьшается до критического в окрестности КП только к моменту  $\tau \approx 0,4$  ( $R \approx 0,25$  м/кг<sup>1/3</sup>). Причем из-за теплообмена

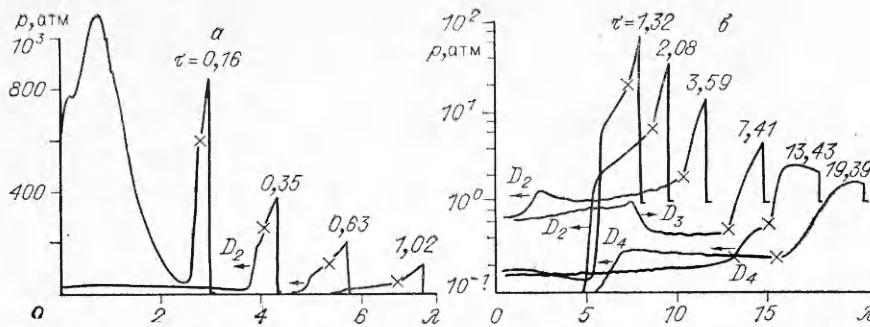


Рис. 4. Зависимости давления  $p(\lambda)$  для различных моментов времени  $\tau$  (X — положение КИ,  $\nu = 2$ ).

часть слоя жидкой фазы, примыкающей к КИ (массой  $\approx 0,2 m_{\text{ВВ}}$ ), нагревается до температуры, превышающей температуру воды в критической точке  $T_* = 647$  К, и поэтому будет находиться в закритической области параметров воды. Таким образом, испарение в части слоя сжатой газожидкостной среды может начаться не раньше, чем фронт УВ достигнет координаты  $R = 0,25$  м/кг<sup>1/3</sup>. Из рис. 1, а видно, что примерно с этого расстояния начинают расходиться численные и экспериментальные данные. Энергетические оценки показывают, что в любом микрообъеме пены ( $\sigma = 15$  кг/м<sup>3</sup>), проходящем через УВ при давлении на фронте  $< 90$  атм, может происходить только прогрев к-фазы без испарения. Указанные давления достигаются, согласно расчету, при  $R > 0,4$  м/кг<sup>1/3</sup>, а по экстраполяции экспериментальных данных [5] уже при  $R > 0,3$  м/кг<sup>1/3</sup>. Следовательно, в исходном объеме пены ( $\sigma = 15$  кг/м<sup>3</sup>), окружающем заряд ВВ, можно выделить три диапазона расстояний  $R_0 = r/m_{\text{ВВ}}^{1/3}$ . 1 —  $0,053 < R_0 < 0,15$  — к-фаза прогревается и попадает в закритическую область; 2 —  $0,15 < R_0 < 0,35$  — к-фаза прогревается и частично испаряется; 3 —  $R_0 > 0,35$  — к-фаза только прогревается. Из сказанного выше ясно, что дальнейшее уточнение математической модели заключается в учете массообмена между фазами из-за частичного испарения к-фазы в области 2.

Скорости газовой и к-фазы в модели полагались одинаковыми. Это справедливо, если масштаб взрыва много больше характерной ширины зоны скоростной неравновесности фаз. В противном случае нельзя пренебрегать фильтрацией продуктов взрыва через к-фазу, и задача должна формулироваться в терминах механики многоскоростных гетерогенных сред [8]. Оценим область применимости односкоростной модели для задач взрыва ВВ в пене. В данном явлении существуют два независимых параметра, имеющих размерность длины:  $r_{\text{ВВ}}$  — радиус заряда ВВ и  $d_n$  — средний размер ячеек пены. Ширина зоны скоростной релаксации фаз, включающая разрушение пленок к-фазы и ускорение образующихся капель до скорости газа, не меньше  $d_n$ . Поэтому на начальной стадии разлета продуктов детонации ВВ можно пренебречь двухскоростными эффектами, если  $r_{\text{ВВ}} \gg d_n$ . Так, для пены с  $d_n = 2$  мм и  $d_n/r_{\text{ВВ}} < 0,1$  получаем  $m_{\text{ВВ}} > 0,05$  кг. Следовательно, при моделировании взрывов зарядов в пене с массой ВВ, представляющей практический интерес, применима односкоростная математическая модель.

Итак, для описания ударно-волновых процессов в газожидкостных пенах сформулирована замкнутая модель, учитывающая контактный теплообмен между фазами. Впервые решена задача о взрыве сферического заряда ВВ в релаксирующей пене и проведено сопоставление с экспериментальными данными. Установлено, что варьирование массы заряда ВВ на три порядка слабо меняет фронтовые параметры (30%), а увеличение масштаба взрыва приводит к уменьшению относительной толщины слоя сжатой релаксирующей двухфазной среды. При взрыве заряда ВВ в пене существует область устойчивости границы раздела

сред. Дана оценка области применимости ( $m_{\text{вв}} > 0,05$  кг) односкоростной математической модели. Из анализа сравнения расчетных и экспериментальных результатов намечен путь совершенствования модели посредством учета массообмена между фазами в области частичного испарения к-фазы.

В заключение автор выражает признательность В. В. Митрофанову за внимание к работе и ряд критических замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Гельфанд Б. Е. и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3.
2. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Прикл. механика, 1977, 13, 3.
3. Borisov A. A., Gelfand V. E. et al. Acta Astron., 1978, 5, 1027.
4. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. и др. Докл. IV Междунар. симп. по использованию энергии взрыва.— Готвальдов, 1979.
5. Вахненко В. А., Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. ФГВ, 1984, 20, 1.
6. Вахненко В. А., Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. Прикл. механика, 1982, 18, 12.
7. Вахненко В. А., Паламарчук Б. И. Прикл. механика, 1986, 22, 3.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1980.
9. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
10. Engel O. G. J. Res. Nat. Bur. Stand., 1958, 60, 3.
11. Куропатенко В. Ф. // ЧММСС.— Новосибирск, 1977.— Т. 8, № 6.
12. Воскобойников Н. М., Котомин А. А. ФГВ, 1985, 21, 5.
13. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
14. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
15. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 13/XI 1987,  
после доработки — 28/III 1989

УДК 621.793.7

Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев, Е. С. Прохоров,  
В. Ю. Ульяницкий

#### О МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ПОКРЫТИЙ ПРИ ГАЗОТЕРМИЧЕСКОМ НАПЫЛЕНИИ

В данной работе оценивается влияние температуры и скорости частиц на адгезионные и когезионные свойства покрытий. В основе оценки лежит предположение о том, что для образования прочной связи необходима диффузия одного из материалов в другой на глубину нескольких ( $m = 3 \div 10$ ) межатомных расстояний  $d_A$ . Это обуславливает взаимосвязь времени взаимодействия частиц с подложкой и критического значения коэффициента диффузии, зависящего от температуры, а для твердых тел — и от условий деформации. Весь процесс можно разделить на два этапа: деформацию частиц и подложки при ударе (динамический механизм) и остывание частицы после завершения движения (статический механизм).

Статический механизм существен, если характерное время диффузии  $(md_A)^2/D$  ( $D$  — коэффициент диффузии) меньше характерного времени остывания контактной поверхности  $h^2/a$  ( $a$  — коэффициент температуропроводности,  $h$  — толщина деформированной после соударения с подложкой частицы с начальным диаметром  $d_0 \approx 3h$ ), а время остывания больше характерного времени деформации  $d_0/u_0$ , где  $u_0$  — начальная скорость частицы. Отсюда следует, что для получения связи частицы с подложкой коэффициент диффузии в зоне контакта должен быть боль-

© 1990 Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю.