

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Gealer, S. W. Charchill. AICHE J., 1960, 6, 3.
2. P. Baner, S. Krishnan, C. Brochet. Gasdynamics of Detonations and Explosions. American Institute of Aeronautics Astronautics N. Y., 1981.
3. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
5. Д. Гиршфельдер и др. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. Н. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1967.
7. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
8. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 10, 3.
9. Р. И. Солоухин. Методы измерений и основные результаты исследований на ударных трубах. Новосибирск: Наука, 1969.
10. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1979, 15, 6.
11. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 2.

### К ВОПРОСУ О ЗАТУХАНИИ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

*В. А. Вахненко, В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук  
(Киев)*

Расширение области применения импульсных способов обработки материалов требует разработки мер по локализации действия мощных энергонсточников, возбуждающих ударные волны в окружающей среде. Наряду со специальными камерами в последнее время для демпфирования ударных волн используются многофазные среды (пузырьковые экраны в жидкости [1, 2], газожидкостные пены [3, 4], пенопласты [5, 6] и т. п.).

Проведенными исследованиями [3, 4] установлено, что наиболее эффективно поглощают энергию взрыва водные пены. Так, на достаточно больших расстояниях от зарядов ВВ ( $R > 0,8$  м/кг<sup>1/3</sup>, где  $R = r_{\phi}/Q^{1/3}$ ;  $r_{\phi}$  — расстояние от центра энергонсточника, м;  $Q$  — масса заряда при энергии 5,4 МДж/кг, кг) давление на фронте ударной волны снижается более чем на порядок по сравнению с воздухом. В то же время приближение к заряду приводит к резкому снижению коэффициента затухания волны и, в частности, при  $R < 0,5$  м/кг<sup>1/3</sup> импульс давления в падающей волне становится выше, чем в газе.

Качественный теоретический анализ сильных ударных волн в двухфазных средах с малой объемной долей конденсированной фазы показал, что потенциальные возможности гашения ударных волн пенами выше, при этом параметры ударных волн на фиксированном расстоянии могут быть снижены по сравнению с экспериментально полученными [4, 7]. При этом отмечалось, что недостижение расчетных параметров затухания связано, по-видимому, с тем, что характерные времена межфазной релаксации, определяющие переход энергии среды во внутреннюю энергию конденсированной фазы (не вносящей вклад в давление), значительно больше, чем время установления максимального давления на фронте волны.

В настоящей работе для более глубокого понимания явления затухания ударных волн в таких средах и определения их эффективности в качестве локализирующей среды проанализированы зависимости параметров затухания волны от времени протекания тепловой релаксации. С другой стороны, факт уменьшения коэффициента затухания ударных волн в пене вблизи заряда требует продолжения экспериментальных исследований вблизи энергонсточника.

### Расчет параметров сильных ударных волн, генерируемых точечным энергоисточником

Протекание релаксационных процессов существенно усложняет задачу расчета сильных ударных волн в таких средах в связи с отсутствием автомодельности течения, что приводит к необходимости решения нестационарной системы дифференциальных уравнений. При анализе ударно-волновых течений в двухфазных средах вводятся следующие предположения: а) двухфазная среда однородна, б) объемная доля конденсированной фазы пренебрежимо мала, а ее плотность и удельная теплоемкость постоянны, в) фазовые переходы отсутствуют, г) имеется кинематическое равновесие между фазами на фронте волны, д) газовая фаза подчиняется уравнению состояния идеального газа.

Основные гидродинамические уравнения в переменных Эйлера, описывающие движение нетеплопроводной невязкой среды, можно представить в виде общего баланса по двум фазам для уравнений непрерывности, импульса и энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^{\nu-1}} \cdot \frac{\partial r^{\nu-1} \rho u}{\partial r} = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (1б)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho E + \rho \frac{u^2}{2} \right) + \frac{1}{r^{\nu-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{\nu-1} u \left( \rho E + \rho \frac{u^2}{2} \right) + p \right] = 0. \quad (1в)$$

Здесь  $\nu$  — параметр, принимающий значение 1, 2 или 3 для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно;  $u$  — массовая скорость потока;  $\rho$  — плотность смеси;  $p$  — давление;  $E$  — внутренняя энергия на единицу массы;  $r$  — пространственная координата;  $t$  — время. Рассмотрение уравнений для всей смеси позволяет не конкретизировать члены межфазного взаимодействия, которые неизбежно возникают при записи уравнений для каждой фазы в отдельности [8].

Эффект затухания ударных волн, связанный с межфазными взаимодействиями, в результате которых часть энергии, определяющая давление смеси, переходит в энергию, не вносящую вклад в давление, можно описать изменяющимся во времени параметром  $\Gamma$ , который задает в каждый конкретный момент связь между внутренней энергией  $E$ , давлением  $p$  и плотностью смеси  $\rho$

$$E = p/\rho(\Gamma - 1). \quad (2)$$

Термодинамическое обоснование такой зависимости основано на представлениях о неравновесных процессах [9]. Пусть в результате некоторого процесса изменение внутренней энергии  $E$  вызывает изменение комплекса  $\rho\rho^{-1}$ , причем величина последнего в зависимости от глубины протекания релаксационного процесса будет принимать различные значения. Следуя формализму [9], зависимость величины  $\rho\rho^{-1}$  от энергии можно представить в операторном виде

$$\left( \frac{\partial \widehat{\rho\rho^{-1}}}{\partial E} \right) = \left( \frac{\partial \rho\rho^{-1}}{\partial E} \right)_f + \frac{\left( \frac{\partial \rho\rho^{-1}}{\partial E} \right)_e - \left( \frac{\partial \rho\rho^{-1}}{\partial E} \right)_f}{1 + \tau_0 \frac{d}{dt}},$$

т. е. изменения  $\delta\rho\rho^{-1}$  и  $\delta E$  связаны соотношением

$$\delta\rho\rho^{-1} = \left( \frac{\partial \widehat{\rho\rho^{-1}}}{\partial E} \right) \delta E.$$

Здесь индексы  $e$  и  $f$  указывают, что производные берутся соответственно при равновесии между фазами и при замороженной тепловой релаксации,  $\tau_0$  — характерное время установления межфазного равновесия. В силу того, что при равновесии двухфазная среда может быть описана урав-

нениями

$$E - \frac{p}{\rho_0(\Gamma_0 - 1)}, \left( \frac{\partial p \rho^{-1}}{\partial E} \right)_e = \Gamma_0 - 1, \quad \Gamma_0 = \gamma \frac{1 + \omega}{1 + \gamma \omega},$$

а при мгновенном сжатии изменяется только внутренняя энергия газовой фазы

$$\left( \frac{\partial p \rho^{-1}}{\partial E} \right)_f = \gamma - 1,$$

из (3) следует

$$\hat{\Gamma} = \gamma + \frac{\Gamma_0 - \gamma}{1 + \tau_0 - \frac{d}{dt}}, \quad (4)$$

где  $\gamma = c_p/c_v$ ;  $\omega = c/c_p \cdot \sigma_s/\sigma_g$ ;  $c, c_p$  — теплоемкости конденсированной фазы и газа при постоянном давлении;  $\sigma_s, \sigma_g$  — массовые концентрации конденсированной и газовой фаз. Соотношение (4) подставляется в уравнение (2).

Конкретизируем выражение  $\Gamma$  при прохождении ударной волны. Неравновесность между фазами, как предполагается, возникает на ударном фронте, за которым следует выравнивание параметров обеих фаз. Полагая в первом приближении, что характерное время релаксации  $\tau_0$  есть постоянная величина, а изменение параметров потока за фронтом не вносит дополнительный вклад в неравновесность между фазами, можно (4) представить в аналитическом виде

$$\Gamma = \Gamma_0 + (\gamma - \Gamma_0) \exp(-\tau/\tau_0), \quad (5)$$

где  $\tau$  — время нахождения микрообъема в ударной волне. Хотя такое представление эффективного показателя и не точно, однако позволяет проанализировать основные особенности распространения ударных волн при наличии неравномерности.

В общем случае  $\tau$  есть функция времени и координаты  $\tau = \tau(r, t)$ , которая удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + u \frac{\partial \tau}{\partial r} = 1, \quad (6)$$

$\tau = 0$  при  $t = 0$  и  $r = r_\Phi$ . Дополняя уравнения (1), (2), (5), (6) соотношением общего баланса энергии в объеме, охваченным ударной волной,

$$\mu \int_0^{r_\Phi} \left( \rho E + \rho \frac{u^2}{2} \right) r^{\nu-1} dr = E_0 + E_{s0} + E_{g0}, \quad (7)$$

$$\mu = 2(\nu - 1)\pi + (\nu - 2)(\nu - 3),$$

получим замкнутую систему уравнений, описывающую движение двухфазной среды с учетом тепловой неравновесности за ударным фронтом. Здесь  $E_{g0}, E_{s0}$  — начальная энергия газа и конденсированной фазы.

Ограничимся рассмотрением сильной ударной волны, когда можно в (7) пренебречь начальной внутренней энергией газа. Тогда соотношения на ударном разрыве (граничные условия) с учетом того, что тепловые релаксационные эффекты здесь еще не успели проявиться, примут вид

$$p = 2/(\gamma + 1) \cdot \rho_0 D^2, \quad \rho = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \cdot \rho_0, \quad u = 2/(\gamma + 1) \cdot D,$$

где  $D$  — скорость ударной волны. В случае точечного выделения энергии  $E_0$  начальные условия для системы уравнений можно найти из автоматического решения задачи [10, 11].

Для решения представленной системы дифференциальных уравнений на ЭВМ составлена программа. Метод решения дифференциальных уравнений основывался на неявных конечно-разностных схемах, аналогичных [12]. Использование неявной схемы позволяет не накладывать строгих ограничений на шаг по времени. Неизвестные величины в узлах неявной

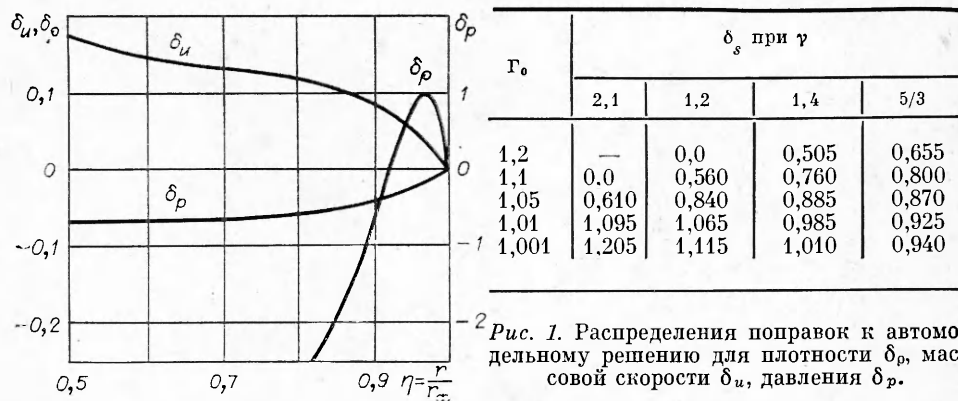


Рис. 1. Распределения поправок к автомодельному решению для плотности  $\delta_p$ , массовой скорости  $\delta_u$ , давления  $\delta_p$ .

схемы находились по методу, предложенному в [13], который был усовершенствован для решения задач с двумя независимыми переменными. Затраты машинного времени на ЭВМ ЕС-1040 для расчета одного варианта составляют 3—4 ч.

Результаты расчета показали, что в начальный момент  $t < \tau_0$  параметры потока с точностью 15% линейно отклоняются от автомодельных параметров течения нерелаксирующей среды. При этом полученное более быстрое затухание скорости ударной волны при наличии тепловой релаксации приводит к возрастанию относительной скорости  $u/D$  по сравнению с автомодельным решением. В результате этого относительная доля массы в центральной области уменьшается, но увеличивается вблизи фронта. Давление на фронте волны монотонно снижается. Отклонения от автомодельных параметров, задаваемые выражениями (автомодельные переменные обозначены индексом а)

$$\delta_u = \frac{u - u_a}{u_a} \frac{t}{\tau_0}, \quad \delta_p = \frac{p - p_a}{p_a} \frac{t}{\tau_0}, \quad \delta_\rho = \frac{\rho - \rho_a}{\rho_a} \frac{t}{\tau_0},$$

представлены на рис. 1.

Влияние релаксационного процесса теплообмена на затухание давления в ударной волне удобно характеризовать параметром  $s$ , связывающим давление на фронте  $p$  с расстоянием от центра энергисточника  $p \sim r_\Phi^{-s}$ . При наличии кинематического равновесия

$$s = - \frac{d \ln p}{d \ln r_\Phi} = - 2 \frac{d \ln D}{d \ln r_\Phi}.$$

Следует отметить, что для сильных ударных волн, когда релаксационные процессы протекают в ударном фронте,  $s$  — величина постоянная и, в частности, при сферической симметрии задачи  $s_0 = 3$ . При этом уменьшение перепада давления с расстоянием связано только с геометрическим расхождением потока. В то же время для среды, в которой волна затухает быстрее, чем в однородной, величина параметра  $s$  должна превышать значение  $s_0$ , соответствующее автомодельному решению.

Отклонение от автомодельного значения  $s_0$  при  $t < \tau_0$  удобно характеризовать величиной

$$\delta_s = (s - s_0) \cdot t / \tau_0. \quad (8)$$

В таблице представлены значения вычисленных поправок  $\delta_s$  для сферической симметрии. Отметим, что поправка  $\delta_s$  характеризует скорость затухания ударной волны со временем.

Внесение в задачу размерного параметра  $\tau_0$  (идет тепловая релаксация) приводит к неавтомодельности течения. В этом случае степень затухания давления на одинаковых относительных расстояниях  $R^* = r_\Phi / E_0^{1/3}$  имеет различные значения. Поэтому уменьшение давления на фронте ударной волны с относительным расстоянием зависит от параметров  $\rho_0, E_0, \gamma, \Gamma_0, \tau_0$ . На рис. 2 показаны эти зависимости.

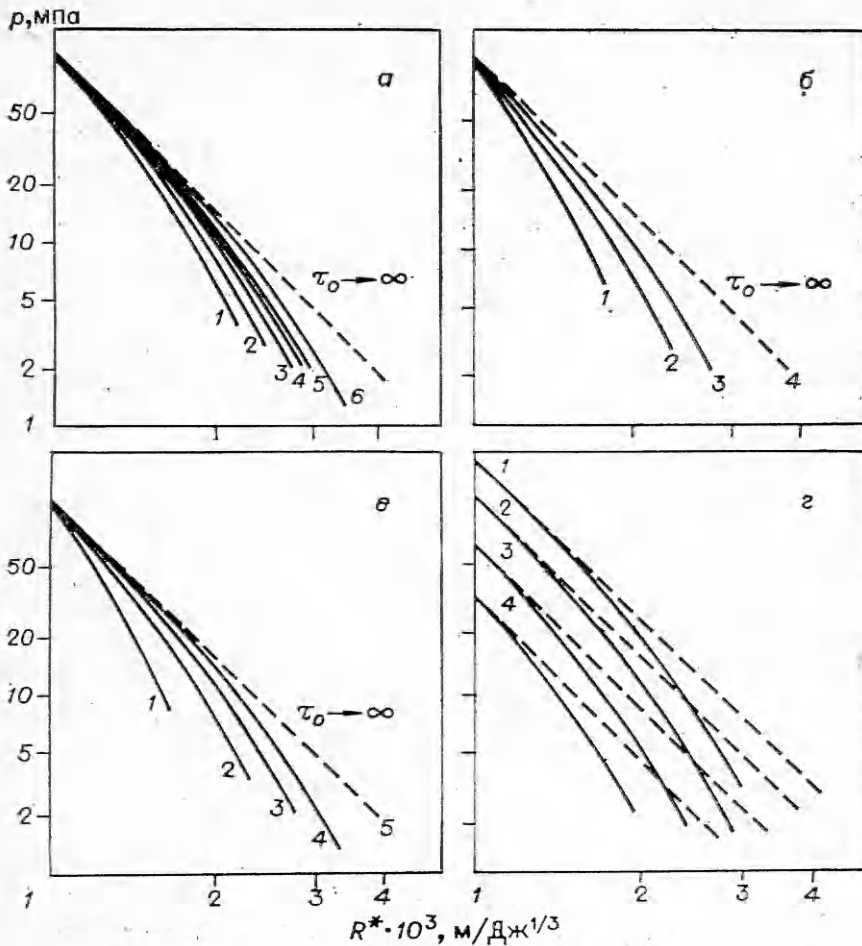


Рис. 2. Зависимости затухания давления от относительного расстояния при изменении  $\Gamma_0$ ,  $\rho_0$ ,  $E_0$ ,  $\tau_0$  и  $\gamma$ .

а)  $\gamma=1,4$ ,  $E=10^7$  Дж,  $\tau_0=150$  мкс, 1 —  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\rho_0=50$  кг/м<sup>3</sup>, 2 —  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\rho_0=20$ , 3 —  $\Gamma_0=1,001$ ,  $\rho_0=10$ , 4 —  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\rho_0=10$ , 5 —  $\Gamma_0=1,1$ ,  $\rho_0=10$ , 6 —  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\rho_0=2$  кг/м<sup>3</sup>; б)  $\gamma=1,4$ ,  $\rho_0=10$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\tau_0=150$  мкс,  $E_0$ , Дж: 1 —  $10^8$ , 2 —  $10^8$ , 3 —  $10^7$ ; в)  $\gamma=1,4$ ,  $E_0=10^7$  Дж,  $\rho_0=10$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\tau_0$ , мкс: 1 — 30, 2 — 80, 3 — 150, 4 — 300; г)  $E_0=10^7$  Дж,  $\rho_0=10$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Gamma_0=1,01$ ,  $\tau_0=150$  мкс,  $\gamma$ : 1 — 1,67, 2 — 1,4, 3 — 1,2, 4 — 1,1.

Из рис. 2, а следует, что при  $\tau_0 = \text{const}$  уменьшение  $\Gamma_0$  путем изменения массовой концентрации конденсированной фазы приводит к значительно более быстрому затуханию волны, чем при таких же значениях  $\Gamma_0$  при меньших массовых концентрациях, хотя в предельном случае отсутствия теплообмена ( $\tau_0 \rightarrow \infty$ ) параметры волны одинаковы в том и другом случае. Наблюдаемый эффект объясняется тем, что независимо от протекания теплообмена увеличение концентрации конденсированной фазы приводит к уменьшению скорости ударной волны. При наличии теплообмена в среде достигается увеличение времени, необходимого для достижения волной фиксированного расстояния, что приводит к более полному протеканию теплообмена между фазами.

При заданных  $\rho_0$ ,  $\gamma$ ,  $\Gamma_0$ ,  $\tau_0$  (см. рис. 2, б) увеличение энергии в 10 и 100 раз приводит к уменьшению расстояния, на котором достигается давление 5 МПа, соответственно в 1,2 и 1,45 раза. Влияние характерного времени теплообмена на изменение давления с расстоянием показано на рис. 2, в. Как и следовало ожидать, при более интенсивном теплообмене при прочих равных условиях затухание происходит быстрее. Изменение начального значения  $\gamma$  (показателя адиабаты газовой фазы) приводит, с одной стороны, к различным начальным давлениям и, с другой — к более быстрому затуханию при меньших  $\gamma$  (см. рис. 2, г).

При рассмотрении затухания ударных волн, генерируемых неточечными источниками энергии, например конденсированными ВВ, необходимо учитывать, что увеличение плотности конденсированной фазы с целью снижения параметров ударных волн должно приводить к уменьшению области формирования ударной волны, а также к увеличению ее параметров на границе раздела двухфазная среда — продукты взрыва. Естественно предположить, что в некоторой области формирования ударной волны амплитуда давления на ее фронте в двухфазной среде будет также больше, чем в газе.

### Экспериментальное исследование

Для получения количественных оценок затухания ударных волн в области формирования ударной волны, генерируемой конденсированными ВВ, выполнены экспериментальные исследования поля скоростей ударных волн в воздушной пене с массовой концентрацией жидкости 10—15 кг/м<sup>3</sup>. Эксперименты проводились со сферическими зарядами ВВ насыпной плотности массой 0,5 кг ( $E_0 = 2,7$  МДж) с использованием электродатчиков.

На рис. 3 приведены полученные зависимости скорости волны от приведенного радиуса  $R = r_\phi / Q^{1/3}$  в пене и воздухе [14]. Как видно, приближение к заряду приводит к резкому снижению разности скоростей ударных волн в пене и газе. По полученным данным на рис. 4 построены зависимости для перепада давления на фронте волны в пене в предположении кинематического равновесия между фазами на фронте волны (кривая 2).

При  $R > 0,4$  м/кг<sup>1/3</sup>, где проводились прямые измерения давления (сплошная линия на рис. 4) для зарядов массой 0,5—2,8 кг, разность между рассчитанными по скорости и измеренными величинами перепада давления [4] лежит в пределах ошибки измерения, составляющей 20—30%. Следовательно, с такой точностью можно считать, что во фронте ударной волны имеется кинематическое межфазное равновесие. Штриховую расчетную кривую 2 ввиду отсутствия прямых измерений давления следует рассматривать как верхнюю границу возможного перепада давления на фронте ударной волны в пене, поскольку при отсутствии кинематического равновесия фиксированной скорости ударной волны будет со-

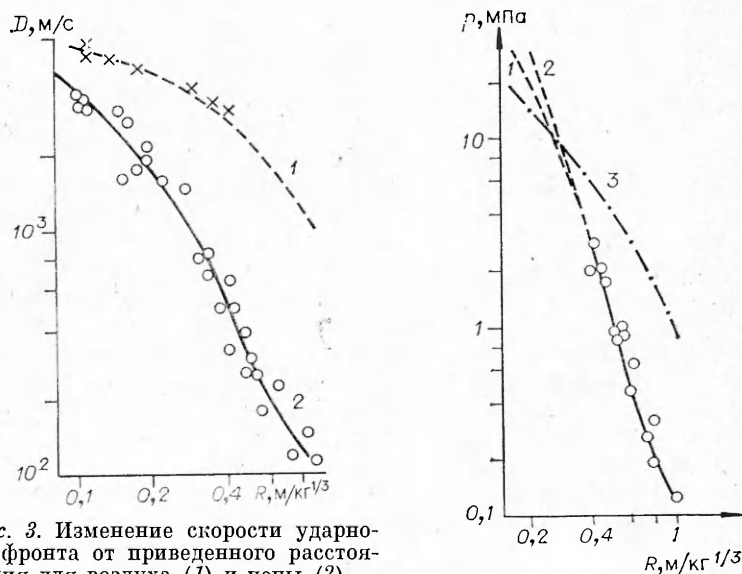


Рис. 3. Изменение скорости ударного фронта от приведенного расстояния для воздуха (1) и пены (2).

Рис. 4. Изменение давления с расстоянием для пены (1, 2) и воздуха (3) [14].

ответствовать меньшее давление. Кривая 1 на рис. 4 представляет поле давления точечного взрыва в пене с учетом протекания тепловой релаксации. Как видно на рис. 4, при  $R \approx 0,3$  м/кг<sup>1/3</sup> давление в пене становится сравнимым с давлением на фронте ударной волны в воздухе, резко возрастая при приближении к заряду, на границе с которым, судя по скорости волны, должно быть  $p \approx 500$  МПа. Полученные данные согласуются с оценками, выполненными по распаду разрыва продукты взрыва — пена ( $D = 6000$  м/с,  $p = 500$  МПа). Таким образом, вблизи заряда наблюдается не ослабление, а повышение параметров ударной волны в пене относительно воздуха, что необходимо учитывать при использовании ее в качестве демпфирующей среды.

Оценку характерного времени теплообмена между газом и жидкостью в пене можно провести, определив параметр  $s$  из наклона кривой, представляющей экспериментальную зависимость изменения давления с расстоянием (см. рис. 4). При  $R = 0,5$  м/кг<sup>1/3</sup>, когда волну можно еще рассматривать как сильную, имеем  $s = 4$ . Учитывая, что  $\delta_s \approx 1$  для газовой пены с указанными выше массовыми концентрациями конденсированной фазы ( $\gamma = 1,4$ ,  $\Gamma_0 = 1,01 \div 1,001$ ), и зная время распространения ударной волны от поверхности заряда до указанного расстояния, из (8) нетрудно оценить характерное время теплообмена, которое в данном случае составляет  $\tau_0 = 150 \div 180$  мкс.

Выполненный анализ показывает, что наличие теплообмена существенно изменяет картину течения и усложняет описание процесса затухания сильной ударной волны в двухфазной среде. Показана взаимосвязь временных параметров теплообмена с изменением коэффициентов затухания волны. Установлено превышение параметров ударных волн в пене по сравнению с газом вблизи неточечных источников энергии, связанное с условиями передачи энергии от источника в среду.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Черкашину и А. Т. Малахову, принимавших непосредственное участие в проведении экспериментальных исследований.

Поступила в редакцию 5/1 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, С. А. Губин и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 1, 173.
2. Я. И. Цейтлин, Р. А. Гильманов, В. Г. Нилов.— В кн.: Взрывное дело. № 82/39. М.: Недра, 1980.
3. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, Б. Е. Гельфанд и др. Автоматическая сварка, 1976, 2, 69.
4. Б. И. Паламарчук, В. А. Вахненко, А. В. Черкашин и др. Докл. IV Международного симпозиума по использованию энергии взрыва. Чехословакия, Готтвальдов, 1979.
5. В. Херрманн.— В кн.: Механика (повое в зарубежной науке). Проблемы теории пластичности. Вып. 7. М.: Мир, 1976.
6. В. Л. Новиков, В. В. Тихоренко.— В кн.: Использование взрыва при разработке нескольких грунтов. Киев: Наукова думка, 1978.
7. Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев. ФГВ, 1981, 17, 4, 129.
8. Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 5, 33.
9. Г. П. Ясников, В. С. Белоусов. ИФЖ, 1978, 34, 6, 1085.
10. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
11. В. П. Коробейников, Н. С. Мельникова, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
12. В. П. Шидловский. РТК, 1977, 15, 1, 35.
13. В. К. Душин.— В кн.: Научные труды ин-та механики МГУ, № 21. 1973.
14. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5, 107.