

01;03

Взаимодействие ударной волны с пузырьковым экраном

© В.С. Суров

Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск, Россия

(Поступило в Редакцию 30 июня 1997 г. В окончательной редакции 3 февраля 1998 г.)

Рассчитана задача прохождения ударной волны через слой пузырьковой жидкости. Для нормального экрана в случае импульса давления в виде полубесконечной ступеньки построено точное решение. Приведены результаты численных экспериментов для длинных и коротких импульсов давления, полученные с использованием модифицированного метода Годунова.

Введение

Известны возможности пузырьковых экранов, используемые, например, для защиты от взрывных нагрузок [1–3]. Взаимодействие ударных волн (УВ) с пузырьковыми экранами обсуждалось в [4–6]. В этих работах при анализе использовалась изотермическая модель газожидкостной среды. Однако в условиях затрудненного теплообмена между газом и жидкостью, например при наличии в смеси поверхностно-активного вещества или в условиях повышенного начального давления, а также в ряде других случаев [7], необходимо использовать адиабатическую модель. Поэтому в настоящей работе расчеты выполнены для обеих моделей дисперсной среды. Отметим также, что в [4,5] вычисления проводились лишь до первой прошедшей за экран УВ, явление реверберации не рассматривалось. В [5] защитный эффект обратного пузырькового экрана связывался со снижением амплитуды первичной прошедшей за экран УВ. Однако, как показано ниже, по этим данным нельзя судить о действительной эффективности подобных экранов. Полную информацию дает численный эксперимент на основе общих уравнений движения дисперсной среды.

Модель пузырьковой жидкости

В работе использовалась односкоростная однодавленческая модель гетерогенной смеси, состоящая из сжимаемых газовой и жидкой компонентов. При этом мелко-масштабные пульсации пузырей не учитывались. Смесь, находящаяся в данной точке пространства, наряду со значениями давления и скорости характеризуется средней плотностью ρ и удельной внутренней энергией ε , определяемыми из соотношений

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_g + \rho_l = \alpha_g \rho_g^0 + \alpha_l \rho_l^0, \\ \rho \varepsilon &= \rho_g \varepsilon_g + \rho_l \varepsilon_l, \quad \alpha_g + \alpha_l = 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_g и ρ_l — приведенные плотности, $\alpha_g = \rho_g / \rho_g^0$ и $\alpha_l = \rho_l / \rho_l^0$ — объемные доли, ρ_g^0 и ρ_l^0 — истинные плотности. Индексами g и l отмечены параметры, относящиеся к газовой и жидкой компонентам.

Применяя законы сохранения массы, импульса и энергии к выделенному индивидуальному объему дисперсной

среды, получим систему интегральных соотношений, из которой после ряда известных преобразований следуют дифференциальные уравнения смеси, по форме совпадающие с уравнениями газовой динамики.

Будем считать, что термодинамические параметры жидкости подчиняются двучленному уравнению состояния

$$p = (\gamma_* - 1) \rho_l^0 \varepsilon_l + c_*^2 (\rho_l^0 - \rho_*), \quad (2)$$

где γ_* , ρ_* , c_* — константы, определяющие ее свойства.

В частности, для воды $\gamma_* = 5.59$, $\rho_* = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_* = 1515 \text{ m/s}$. Газ полагался идеальным с показателем адиабаты γ . В этом случае уравнение состояния смеси принимает вид

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \alpha_{l0} \left(\frac{p_0 + p_*}{p + p_*} \right)^{\frac{1}{\gamma_*}} + \alpha_{g0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (3)$$

где $p_* = \rho_* c_*^2 / \gamma_*$.

Скорость звука рассчитывается из выражения

$$c^2 = \frac{\rho_0}{\rho^2 \left[\frac{\alpha_{l0}}{\gamma_* (p + p_*)} \left(\frac{p_0 + p_*}{p + p_*} \right)^{\frac{1}{\gamma_*}} + \frac{\alpha_{g0}}{\gamma p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right]}, \quad (4)$$

а соответствующие инварианты Римана имеют вид

$$s = u - \sigma(p); \quad r = u + \sigma(p),$$

$$\begin{aligned} \sigma(p) &= \int_{p_1}^p \frac{dp}{\rho c} \\ &= \int_{p_1}^p \sqrt{\frac{\frac{\alpha_{l0}}{\gamma_* (p + p_*)} \left(\frac{p_0 + p_*}{p + p_*} \right)^{\frac{1}{\gamma_*}} + \frac{\alpha_{g0}}{\gamma p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}}}{\rho_0}} dp. \end{aligned} \quad (5)$$

В ряде случаев без потери точности можно пренебречь сжимаемостью жидкой фракции. В этом случае приведенные выше формулы упрощаются [8]

$$c = \frac{c_0 \rho_0}{\rho} \left(\frac{\alpha_{g0} \rho}{\rho_0 - \alpha_{l0} \rho} \right)^{\frac{\gamma+1}{2}}, \quad (6)$$

$$s(p) = u - \frac{2c(\rho_0 - \alpha_{10}\rho)}{(\gamma - 1)\rho_0},$$

$$r(p) = u + \frac{2c(\rho_0 - \alpha_{10}\rho)}{(\gamma - 1)\rho_0}, \quad (7)$$

где

$$c_0 = \sqrt{\frac{p_0\gamma}{\alpha_{g0}\rho_0}}$$

— скорость звука в невозмущенной среде.

Полагая, что при ударном сжатии каждая компонента смеси сжимается по индивидуальной ударной адиабате [9], уравнение ударной адиабаты смеси принимает вид

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \alpha_{10} \frac{\chi_*(p + p_*) + p_0 + p_*}{\chi_*(p_0 + p_*) + p + p_*} + \alpha_{g0} \frac{\chi p + p_0}{\chi p_0 + p}, \quad (8)$$

где

$$\chi = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad \chi_* = \frac{\gamma_* + 1}{\gamma_* - 1}.$$

Выражение для ударной адиабаты с несжимаемой жидкой фракцией имеет более простой вид

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \alpha_{10} + \alpha_{g0} \frac{\chi p + p_0}{\chi p_0 + p}. \quad (9)$$

Изотермический вариант модели следует из соответствующих выражений адиабатической теории, в которых необходимо формально положить $\gamma = 1$. В этом случае считаем, что температура газа в пузырьках за фронтом УВ остается постоянной, совпадая с температурой жидкости.

Автомодельное решение

Исследуем задачу о падении "длинной" УВ с профилем в виде полубесконечной ступеньки с известным давлением за ее фронтом p_s , распространяющейся по покоящейся однородной с объемной концентрацией газа в смеси α_{g0} и давлением p_0 , на газожидкостный экран толщиной L_0 . Доля газа в экране α_{g0}^{sc} , причем будем полагать, что $\alpha_{g0}^{sc} > \alpha_{g0}$. В этом случае задача имеет автомодельное решение. Параметры смеси за фронтом УВ, также помеченные индексом s , вычисляются по соотношениям Ренкина–Гюгонио с привлечением уравнения состояния (8)

$$\rho_s = \frac{\rho_0}{\alpha_{10}\lambda_* + \alpha_{g0}\lambda}, \quad u_s = \sqrt{\frac{(p_s - p_0)(\rho_s - \rho_0)}{\rho_s\rho_0}},$$

$$D = \frac{\rho_s u_s}{\rho_s - \rho_0}, \quad \alpha_{1s} = \frac{\alpha_{10}\lambda_*}{\alpha_{g0}\lambda + \alpha_{10}\lambda_*},$$

$$\lambda_* = \frac{\chi_*(p_s + p_*) + p_0 + p_*}{\chi_*(p_0 + p_*) + p_s + p_*}, \quad \lambda = \frac{\chi p_0 + p_s}{\chi p_s + p_0}.$$

Здесь D — скорость перемещения УВ, u_s — скорость смеси за ее фронтом. На рис. 1, *a* схематично представлена ударно-волновая картина, возникающая при взаимодействии. Отсчет времени ведется с момента касания фронта падающей УВ поверхности экрана. В момент

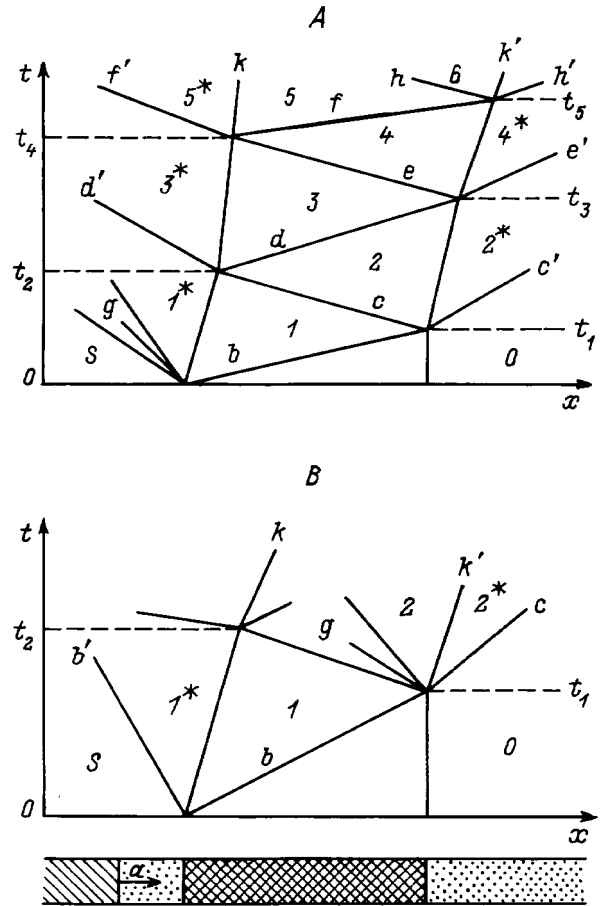


Рис. 1. Волновые диаграммы при взаимодействии УВ со слоем пузырьковой жидкости для прямого (А) и обратного (В) экранов: a — УВ, b — УВ₁, b' — УВ₁^{*}, c — УВ₂, c' — УВ₂^{*}, d — УВ₃, d' — УВ₃^{*}, e — УВ₄, e' — УВ₄^{*}, f — УВ₅, f' — УВ₅^{*}, h — УВ₆, h' — УВ₆^{*}, g — ВР, k — КР₁, k' — КР₂.

$t = 0$ формируются отраженная от слоя волна разрежения и УВ₁, двужущая по экрану со скоростью D_1 . Так как в первой волне r -инвариант Римана постоянен, то, учитывая (5), имеем

$$u_s - u'_1 = \int_{p_s}^{p'_1} f_1(p) dp, \quad (10)$$

где

$$f_1(p) = \sqrt{\frac{\frac{\alpha_{gs}}{\gamma p} \left(\frac{p_s}{p}\right)^{\frac{1}{\gamma}} + \frac{\alpha_{1s}}{\gamma_*(p + p_*)} \left(\frac{p_s + p_*}{p + p_*}\right)^{\frac{1}{\gamma_*}}}{\rho_s}}.$$

Штрихами помечены параметры, относящиеся к области I^* на рис. 1, *a*. Давление в падающей УВ и за централизованной волной разрежения связаны в соответствии

с (3) выражением

$$\frac{\rho_s}{\rho_1} = \alpha_{gs} \left(\frac{p_s}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} + \alpha_{ls} \left(\frac{p_s + p_*}{p_1' + p_*} \right)^{\frac{1}{\gamma_*}}. \quad (11)$$

Система соотношений Ренкина-Гюгонио для УВ₁, выражающая законы сохранения массы и импульса при переходе через фронт волны, имеет вид

$$(\rho_1^{sc} - \rho_0^{sc})D_1 = \rho_1^{sc} u_1^{sc}, \quad (12)$$

$$\rho_1^{sc} u_1^{sc} D_1 = p_1^{sc} + \rho_1^{sc} (u_1^{sc})^2 - p_0,$$

$$\frac{\rho_0^{sc}}{\rho_1^{sc}} = \alpha_{g0}^{sc} \frac{p_0 + \chi p_1^{sc}}{p_1^{sc} + \chi p_0} + \alpha_{l0}^{sc} \frac{p_0 + p_* + \chi_*(p_1^{sc} + p_*)}{p_1^{sc} + p_* + \chi_*(p_0 + p_*)}.$$

На контактной границе между областями I и I* (рис. 1, A) давление и скорость не претерпевают изменений, таким образом, выполняются условия сопряжения

$$u_1^{sc} = u_1' = u_1, \quad p_1^{sc} = p_1' = p_1. \quad (13)$$

Из приведенных соотношений (10)–(13) после ряда преобразований получим уравнение для вычисления давления p_1 на контактном разрыве

$$u_s - \int_{p_s}^{p_1} f_1(p) dp = \sqrt{\frac{(p_1 - p_0)}{\rho_0^{sc}} \left(1 - \alpha_{g0}^{sc} \frac{\chi p_1 + p_0}{\chi p_0 + p_1} - \alpha_{l0}^{sc} \frac{p_0 + p_* + \chi_*(p_1 + p_*)}{p_1 + p_* + \chi_*(p_0 + p_*)} \right)}. \quad (14)$$

Искомый корень уравнения (14) рассчитывался численно с использованием стандартной процедуры решения нелинейных уравнений. Интеграл, стоящий в левой части уравнения (14), также вычислялся численно. После определения p_1 остальные параметры в явном виде выражаются из (10)–(12).

В момент времени $t_1 = L_0/D_1$ УВ₁ достигает заднюю поверхность экрана, при взаимодействии с которой формируются отраженная УВ₂ и проникающая за экран УВ₂*. Для отраженной волны УВ₂, перемещающейся по пузырьковому экрану со скоростью D_2 , имеем следующую систему уравнений Ренкина-Гюгонио, связывающую значения параметров в областях I и 2 на рис. 1, A:

$$(\rho_2^{sc} - \rho_1^{sc})D_2 = \rho_2^{sc} u_2^{sc} - \rho_1^{sc} u_1,$$

$$(\rho_2^{sc} u_2^{sc} - \rho_1^{sc} u_1)D_2 = p_2^{sc} + \rho_2^{sc} (u_2^{sc})^2 - p_1 - \rho_1^{sc} (u_1)^2,$$

$$\frac{\rho_1^{sc}}{\rho_2^{sc}} = \alpha_{g1}^{sc} \frac{p_1 + \chi p_2^{sc}}{p_2^{sc} + \chi p_1} + \alpha_{l1}^{sc} \frac{p_1 + p_* + \chi_*(p_2^{sc} + p_*)}{p_2^{sc} + p_* + \chi_*(p_1 + p_*)}. \quad (15)$$

Для проникающей УВ₂*, разделяющей области 2* и 0, имеем аналогичную систему

$$(\rho_1'' - \rho_0)D_2^* = \rho_1'' u_1''; \quad \rho_1'' u_1'' D_2^* = p_1'' + \rho_1'' (u_1'')^2 - p_0,$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_1''} = \alpha_{g0} \frac{p_0 + \chi p_1''}{p_1'' + \chi p_0} + \alpha_{l0} \frac{p_0 + p_* + \chi_*(p_1'' + p_*)}{p_1'' + p_* + \chi_*(p_0 + p_*)}. \quad (16)$$

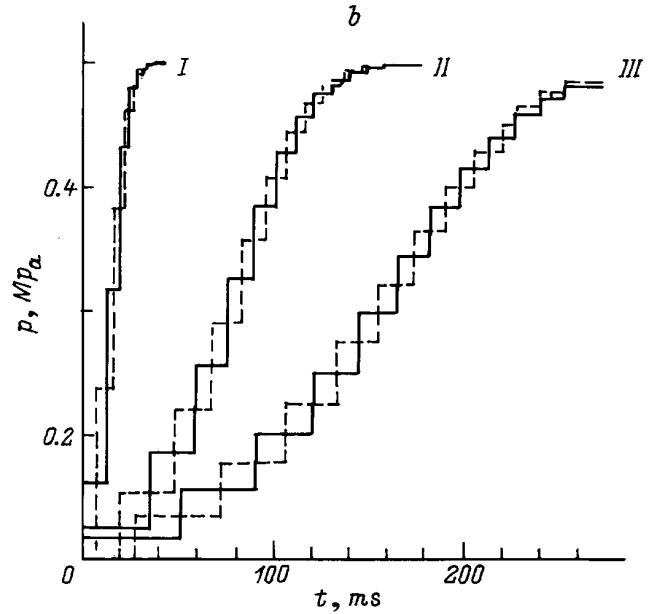
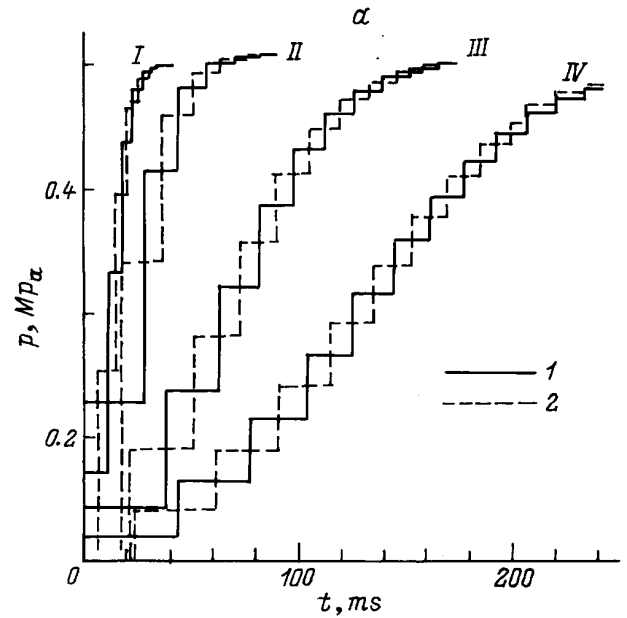


Рис. 2. Зависимости $p(t)$ слева от слоя (I) и за ним (2) для вариантов с газосодержанием в экране и вне него, рассчитанные по адиабатической модели (a): $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$ (I), 0.1 (II–IV); $\alpha_{g0} = 0$ (I, IV), 0.01 (II), $\alpha_{g0} = 0.001$ (III), и по изотермической модели (b): $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$ (I), 0.05 (II), 0.1 (III); $\alpha_{g0} = 0$.

Двумя штрихами помечены параметры, относящиеся к области 2*. Кроме того, необходимо учесть непрерывность давления и скорости на контактной границе между областями 2 и 2*:

$$u_2^{sc} = u_1'' = u_2, \quad p_2^{sc} = p_1'' = p_2. \quad (17)$$

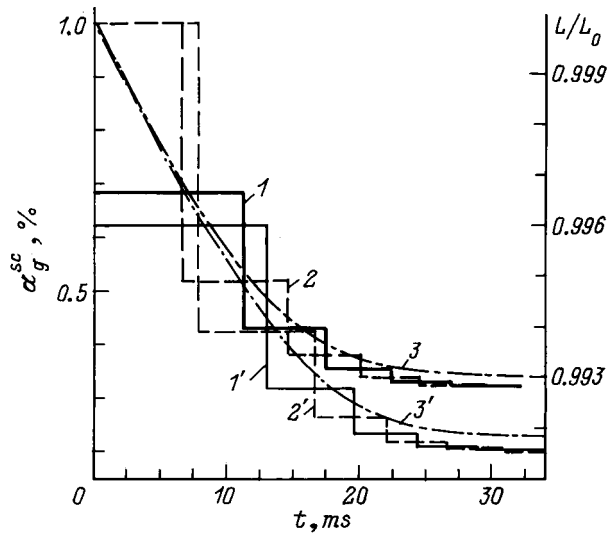


Рис. 3. Зависимости $\alpha_{g0}^{sc}(t)$ у левой (1), правой (2) границ экрана и относительной толщины слоя (3) для варианта $\alpha_{g0} = 0$, $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$, полученные по адиабатической модели. Кривые со штрихами — данные по изотермической модели.

После преобразования соотношений (15)–(17) получим уравнение для вычисления p_2

$$u_1 = \sqrt{\frac{(p_2 - p_1)}{\rho_1^{sc}} \left(1 - \alpha_{g1}^{sc} \frac{p_1 + \chi p_2}{p_2 + \chi p_1} - \alpha_{l1}^{sc} \frac{p_1 + p_* + \chi_*(p_2 + p_*)}{p_2 + p_* + \chi_*(p_1 + p_*)} \right)}$$

$$= \sqrt{\frac{(p_2 - p_0)}{\rho_0} \left(1 - \alpha_{g0} \frac{p_0 + \chi p_2}{p_2 + \chi p_0} - \alpha_{l0} \frac{p_0 + p_* + \chi_*(p_2 + p_*)}{p_2 + p_* + \chi_*(p_0 + p_*)} \right)}, \quad (18)$$

которое решается численно. УВ₂ достигает контактной границы в момент времени

$$t_2 = \frac{L_0 (D_1 + |D_2|)}{D_1 (u_1 + |D_2|)}.$$

Аналогично рассчитываются последующие отражения ударной волны от контактных границ пузырькового экрана (рис. 1, А), имеющие место в моменты времени

$$t_3 = \frac{L_0 - u_2 t_1 + (D_3 - u_1) t_2}{D_3 - u_2},$$

$$t_4 = \frac{L_0 - u_2 t_1 + (u_3 - u_1) t_2 + (u_2 + |D_4|) t_3}{u_3 + |D_4|},$$

$$t_5 = \frac{L_0 - u_2 t_1 + (u_3 - u_1) t_2 + (u_2 - u_4) t_3 + (D_5 - u_3) t_4}{D_5 - u_4},$$

$$t_6 = \frac{L_0 - u_2 t_1 + (u_3 - u_1) t_2 + (u_2 - u_4) t_3 + (u_5 - u_3) t_4 + (u_4 + |D_6|) t_5}{u_5 + |D_6|}, \dots$$

Реверберация волн в экране наблюдается вплоть до выравнивания давления перед и за ним.

На рис. 2 представлены зависимости давления вблизи контактной границы со стороны падающей УВ и за

экраном от времени для различных концентраций газа в жидкости и экране, полученные в рамках адиабатической ($\gamma = 1.4$) и изотермической ($\gamma = 1$) моделей. Давление в падающей УВ $p_s = 0.5$ МПа, начальное — $p_0 = 0.1$ МПа. Толщина экрана $L_0 = 1$ м. В [5] высказывалось предположение, что достаточно 3–4 пробегов волн, чтобы давление перед и за экраном выровнялось. Как следует из проведенных расчетов, число пробегов волн существенно зависит от объемной доли газа в экране. В частности, из рис. 2 видно, что при концентрации газа 10% для того, чтобы давление выровнялось, потребуется более двадцати пробегов волн.

На рис. 3 приведены зависимости от времени значений концентраций газа в экране вблизи его границ со стороны падающей УВ и у противоположной, а также относительной толщины экрана для одного из вариантов расчета. Из анализа приведенных на рис. 2, 3 данных следует, что экран с течением времени сжимается, объемная доля газа в нем снижается, давление в экране стремится к значению в падающей УВ. Отметим, что степень сжатия экрана по изотермической модели выше, чем по адиабатической. С ростом p_s время задержки, обеспечиваемое пузырьковым экраном, быстро снижается. Так, для УВ с давлением за фронтом $p_s = 5$ МПа, распространяющейся по жидкости без пузырей ($\alpha_{g0} = 0$, $p_0 = 0.1$ МПа), при толщине пузырькового экрана 1 м с объемным газосодержанием $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$ (0.1), временная задержка составляет всего 2 (20) ms. На время задержки существенно влияет концентрация газа вне экрана (рис. 2), на что указывалось в [5]. Заметим, что результаты расчетов слабо зависят от типа газа, применяемого для формирования пузырькового экрана (рассматривались водородные, гелиевые, азотные и воздушные пузырьковые экраны). Отметим, что в зависимости от типа газа необходимо

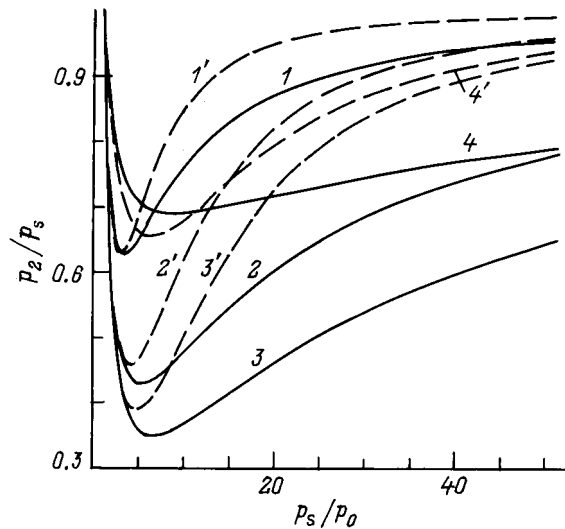


Рис. 4. Зависимости коэффициентов ослабления от интенсивности падающей УВ, рассчитанные по адиабатической модели для вариантов $\alpha_{g0} = 0.01, 0.05, 0.1$ при $\alpha_{g0}^{sc} = 0$ (1–3); $\alpha_{g0} = 0.1$ при $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$ (4). Соответствующие кривые со штрихами получены по изотермической модели.

использовать или изотермическую или адиабатическую модели дисперсной среды [7].

Если газосодержание в экране ниже, чем в окружающей его двухфазной среде, то режим взаимодействия меняется (рис. 1, В). Подобные экраны в [5] назывались обратными. В этом случае построить аналитическое решение для достаточно протяженного промежутка времени не удастся ввиду неавтономности задачи об отражении волны разрежения от контактной границы экрана. Однако для короткой падающей УВ защитный эффект экрана, следуя [5], можно оценить по отношению p_2/p_s , где p_2 — давление за фронтом первой прошедшей за экран УВ. На рис. 4 представлены расчетные коэффициенты ослабления УВ при различных значениях объемных долей газа в смеси и в экране ($p_0 = 0.1$ МПа), полученные по адиабатической и изотермической моделям из соотношений, аналогичных применяемым в предыдущей задаче для нормального экрана. Заметим, что информацию о реальном защитном эффекте обратных пузырьковых экранов можно получить лишь из численного или натурного эксперимента.

Численные расчеты

Приведенный выше анализ позволяет исследовать взаимодействие импульса в виде полубесконечной ступеньки с нормальным пузырьковым экраном. В случае конечного импульса, а также для обратных экранов необходимо интегрировать общие дифференциальные уравнения односкоростной модели гетерогенной смеси. Как показано выше, эффективность пузырьковых экранов проявляется при сравнительно высокой концентрации газа в экране. В этом случае сжимаемостью несущей жидкости можно пренебречь, поэтому в дальнейших расчетах использовались уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial (\rho e + p)u}{\partial x} = 0; \quad (20)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} - \frac{\partial (1 - \alpha)u}{\partial x} = 0.$$

Здесь $e = \varepsilon + 0.5u^2$ — полная удельная энергия смеси; $\rho e = \rho_g \varepsilon_g + \rho_l \varepsilon_l$ — внутренняя энергия, приходящаяся на единицу объема смеси. Система (19) представляет собой законы сохранения массы, импульса и энергии для смеси в целом, а (20) — уравнение неразрывности для несжимаемой фракции. Для газа уравнение состояния имеет вид

$$\varepsilon_g = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho_g^0}.$$

Удельная внутренняя энергия жидкой компоненты предполагалась постоянной ($\varepsilon_l = \text{const}$). Таким образом, уравнение состояния смеси принимает вид

$$\varepsilon = \frac{\alpha p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{\rho_l \varepsilon_l}{\rho}. \quad (21)$$

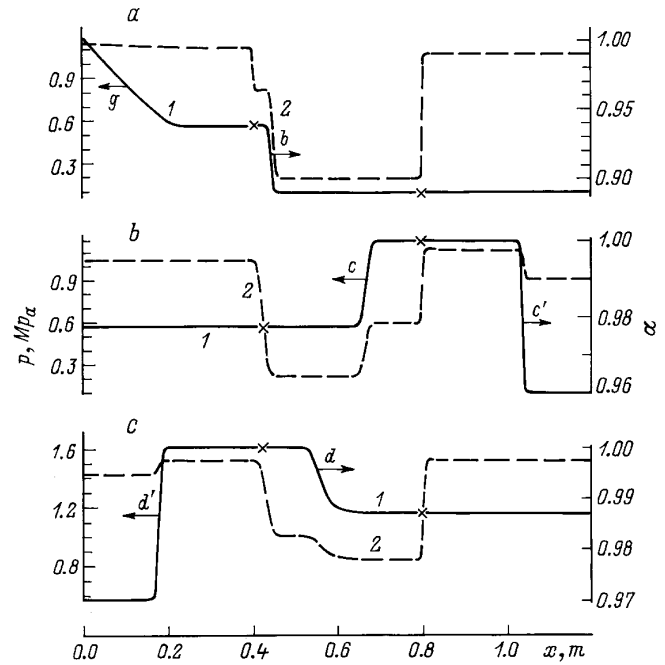


Рис. 5. Зависимости $p(x)$ и $\alpha(x)$ (1, 2), рассчитанные к моментам времени $t = 0.55, 5.2, 6.7$ ms (a–c) по адиабатической модели: положения границ экрана отмечены крестиками; g — ВР, b — УВ₁, c — УВ₂, c' — УВ₂^{*}, d — УВ₃, d' — УВ₃^{*}.

Система (19)–(21) интегрировалась с использованием модифицированного метода Годунова [10]. Как известно, метод Годунова использует в качестве массовой операции задачу распада произвольного разрыва для дисперсной среды, полное решение которой для изотермического варианта модели приведено в [7], а для адиабатического — в [8].

Рассчитана задача о падении УВ с амплитудой $p_s = 2$ МПа, распространяющейся по газожидкостной смеси с объемной концентрацией газа $\alpha_{g0} = 0.01$ и давлением $p_0 = 0.1$ МПа, на пузырьковый экран, толщина которого $L_0 = 0.4$ м, а объемная доля газа $\alpha_{g0}^{sc} = 0.1$. Отсчет времени ведется с момента касания фронта падающей УВ поверхности экрана. На рис. 5, a–c приведены расчетные распределения давления и концентрации газа, полученные в характерные моменты времени по адиабатической модели. На рис. 6, a представлены зависимости $p(t)$, полученные в расчете в точках перед экраном ($x = 0.32$ м) и за ним ($x = 1$ м) по адиабатической модели ($\gamma = 1.4$). Расчеты по изотермической модели дают близкие результаты.

После взаимодействия УВ с экраном давление перед ним падает, из-за действия волны разрежения, распространяющейся влево от экрана. По экрану, отражаясь от его стенок, движется УВ и экран при каждом ее отражении излучает УВ по разные его стороны. По прошествии некоторого времени давление слева и справа от экрана выравнивается, стремясь к значению p_s в падающей УВ, что согласуется с автомодельным решением. Отметим, что с каждым прохождением УВ по экрану концентрация газа

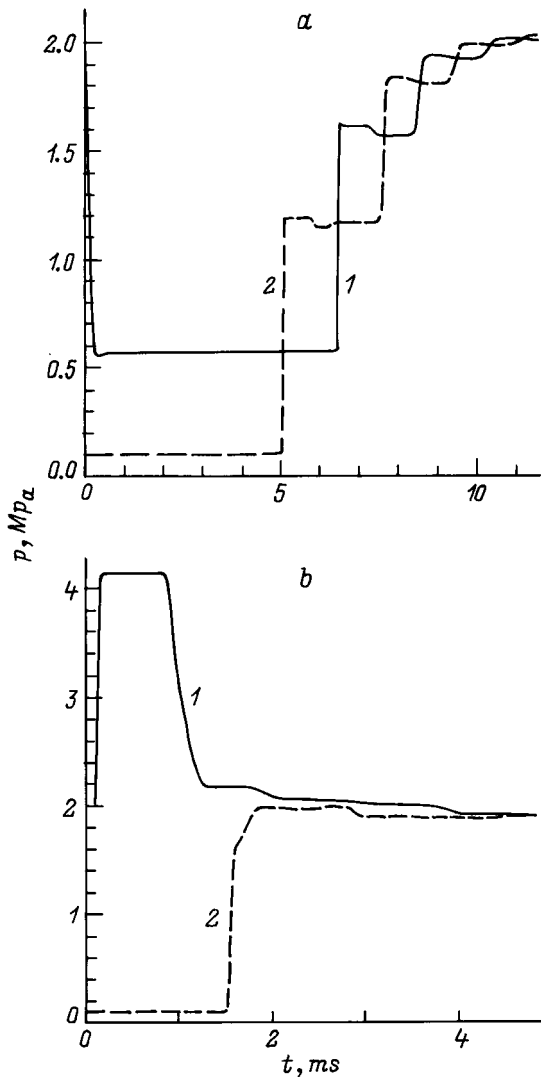


Рис. 6. Зависимости $p(t)$ перед (1) и за (2) экраном для нормального (а) и обратного (б) экранов для протяженного импульса давления.

в нем снижается, поэтому для следующего его пересечения УВ потребуется меньшее время, таким образом, частота, с которой экран излучает волны, растет (рис. 6), стремясь к предельной частоте $\omega_* \approx D/2L_0$, где D — скорость падающей на экран УВ.

В случае обратного экрана, геометрические размеры которого выбирались такими же, как и прямого, интенсивность падающей УВ составляла $p_s = 2$ МПа, доля газа в экране $\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$, а вне него — $\alpha_{g0} = 0.05$. Начальное давление $p_0 = 0.1$ МПа. Соответствующие зависимости $p(t)$ перед и за экраном в тех же точках, что и для прямого, приведены на рис. 6, б. В отличие от нормального экрана перед обратным формируется зона высокого давления, которая с течением времени размывается из-за периодического излучения экраном влево волн разрежения. Вправо экран излучает УВ. В результате многократных взаимодействий давление перед

и за экраном, как и в случае с прямым экраном, выходит на уровень p_s в падающей УВ. Однако временная задержка, обеспечиваемая экраном, сокращается за счет более высокой скорости перемещения УВ в экране.

Рассмотрим взаимодействие коротких импульсов давления (солитонов) с пузырьковыми экранами. Импульс давления генерировался у левой границы расчетной области ($x = 0$) и задавался в виде положительной фазы синусоиды

$$p(t) = p_0 + p_m \sin(\pi t/t_0), \quad 0 \leq t \leq t_0,$$

$$p(t) = p_0, \quad t > t_0. \quad (22)$$

На рис. 7, а, б приведены расчетные данные для варианта импульса давления с параметрами $p_0 = 0.1$ МПа, $p_m = 1.9$ МПа, $t_0 = 1$ мс, взаимодействующего с нормальным ($\alpha_{g0}^{sc} = 0.1$, $\alpha_{g0} = 0.01$), а также с обратным ($\alpha_{g0}^{sc} = 0.01$, $\alpha_{g0} = 0.05$) экранами. Вычисления проводились в рамках адиабатической модели.

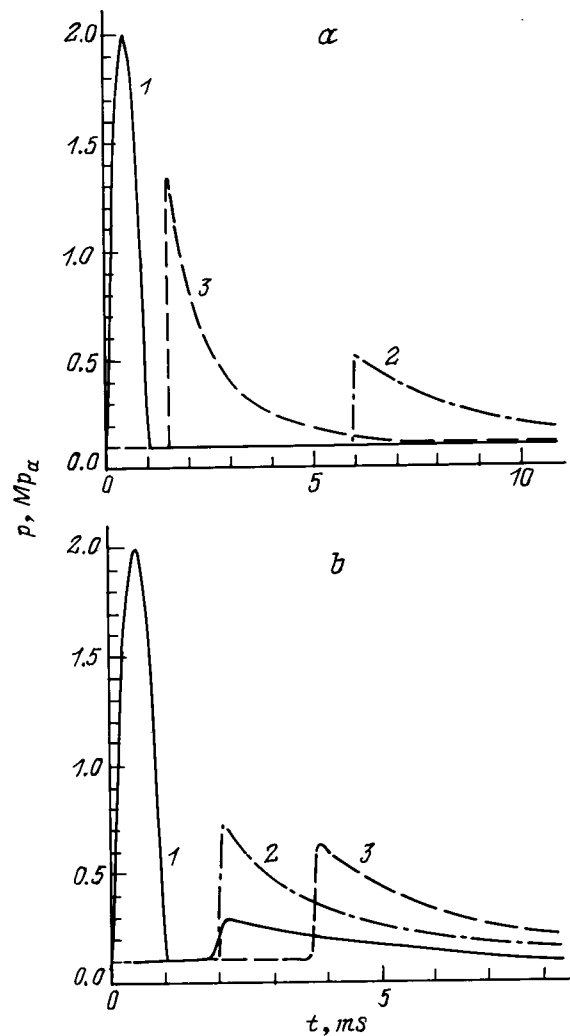


Рис. 7. Зависимости $p(t)$ в месте инициирования (1) и за (2) экраном для нормального (а) и обратного (б) экранов для короткого импульса давления, а также при отсутствии (3) экрана для тех же точек, что и кривые 2.

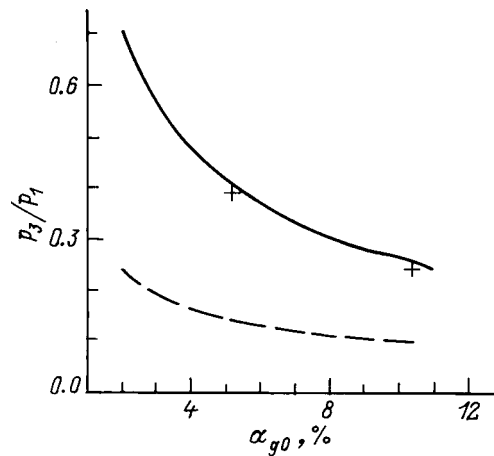


Рис. 8. Зависимости коэффициента ослабления УВ экраном от α_{g0} для адиабатической (сплошная кривая) и изотермической (штриховая) моделей и эксперимент [3] (крестики).

Как следует из расчетов, первоначально синусоидальный импульс из-за "градиентной катастрофы" достаточно быстро приобретает "треугольный" профиль (рис. 7). При этом волна сжатия (правая половина синусоиды) трансформируется в УВ, в которой среда разгоняется в направлении движения солитона. Следом за ней распространяется тормозящая среду волна разрежения, за которой давление восстанавливается до невозмущенного значения. Из приведенных данных следует, что наряду с текущим снижением амплитуды импульса наблюдается рост протяженности волны, таким образом, импульс "расплывается" с течением времени. Это не связано с диссипативными свойствами среды (среда идеальная), а обусловлено общими свойствами уединенных волн [11]. Заметим, что для рассмотренных условий, когда исследуются сравнительно небольшие временные интервалы, наличие схемной вязкости, присущей используемой численной схеме, не оказывает принципиального влияния на характер полученных зависимостей. Отметим также, что явление реверберации наблюдается и в рассматриваемом случае коротких волн, однако выражено оно в гораздо более слабой форме, чем для длинных.

Сопоставим расчеты с экспериментом. В опытах [3] исследовалось влияние пузырькового экрана на параметры преломленных волн. Импульс давления генерировался подрывом заряда ВВ (взрывчатого вещества) над свободной поверхностью воды. Толщина пузырькового экрана составляла 0.2 м, объемная доля газа в котором 5.2%. Воздушные пузырьки заключались в резиновые оболочки и удерживались от всплытия на тонком металлическом каркасе. Давление перед экраном составляло 6.7 МПа. Замерялось давление в экране и за ним, которое составляло 1.7 и 2.6 МПа соответственно. В расчетах импульс давления задавался в виде синусоидальной зависимости (22) с параметрами $p_0 = 0.1$ МПа, $p_m = 7.7$ МПа, $t_0 = 0.33$ мс. При этом амплитуда падающей УВ вблизи экрана составляла 6.4 МПа. Значения давления в экране и за ним, рассчитанные по адиабатической

модели и равные 2.0 и 2.58 МПа, оказались близкими к полученным в эксперименте. Заметим, что в данном случае необходимо использовать именно адиабатическую модель пузырьковой жидкости, так как из-за условий эксперимента теплообмен между газом и жидкостью можно не учитывать.

На рис. 8 приведены расчетные зависимости и данные эксперимента [3] для коэффициента ослабления УВ от α_{g0} . Из этого рисунка видно, что изотермическая модель дает существенно более низкие значения коэффициента ослабления.

Заключение

Из проведенных в работе расчетов следует, что наиболее эффективными с точки зрения защиты от воздействия УВ являются нормальные экраны, объемная доля газа в которых превышает концентрацию газа в окружающей двухфазной среде. Для длинных УВ, падающих на экран, защитный эффект связан со временной задержкой, которая обусловлена явлением реверберации УВ в экране. Для короткой УВ, помимо задержки, также снижается амплитуда прошедшей за экран волны.

В случае обратного экрана, напротив, импульс давления быстрее по времени попадает в область за экраном (рис. 7, б). Кроме того, для коротких импульсов давления амплитуда преломленной волны может быть не меньше, чем для варианта без экрана, хотя полная энергия преломленного импульса и снижается из-за наличия отраженной от экрана волны.

Полученные в работе результаты уточняют данные [5], в которой выводы об эффективности защитных экранов основывались на приближенном анализе и носили скорее качественный характер.

Список литературы

- [1] Цейтлин Я.И., Гильманов Р.А., Нилов В.Г. // Взрывное дело. № 82/39. М.: Недра, 1980. С. 264–272.
- [2] Губайдуллин А.А., Ивандеев А.И., Нигматулин Р.И. и др. // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ. Т. 17. М.: ВИНТИ, 1982. С. 160–259.
- [3] Тимофеев Е.И., Гельфанд Б.Е., Гумеров А.Г. и др. // ФГВ. 1985. Т. 21. № 3. С. 98–102.
- [4] Паркин Б.Р., Гилмор Ф.Р., Броуд Г.А. // Подводные и подземные взрыва. М.: Мир, 1974. С. 152–258.
- [5] Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Тимофеев Е.И. // ПМТФ. 1982. № 1. С. 118–123.
- [6] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 360 с.
- [7] Суров В.С. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 00.
- [8] Суров В.С. // ФГВ. 1997. Т. 33. № 1. С. 143–147.
- [9] Рахматулин Х.А. // ПММ. 1969. Т. 33. Вып. 4. С. 598–601.
- [10] Суров В.С. // Вестн. Челябинского ун-та. Сер. Физика. 1997. Вып. 1. С. 116–123.
- [11] Бхатнагар П. Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах. М.: Мир, 1983. 136 с.