Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 312

ЭФФЕКТ НЕЦЕНТРАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ СХОДЯЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ПОЛОСТЯХ

Ю.В.Петухов

Горький 1990

П е т у х о в Ю. В.

ЭФФЕКТ НЕЦЕНТРАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ СХОДЯЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ПОЛОСТЯХ //Препринт № 312. - Горький: НИРФИ, 1990. - 9 с.

УДК 534.222

Показано, что в сходящихся волнах разрежения, в отличие от волн сжатия, возможно проявление эффекта полного отражения на определенном расстоянии от фокальной точки. Результаты численного моделирования с использованием модифицированного приближения Кирквуда-Бете доказали его существование в сходящихся сферических и цилиндрических волнах разрежения в расширяющихся газонаполненных полостях, образующихся при взрывных процессах в жидкости.

При распространении расходящихся волн конечной амплитуды нелинейные эффекты проявляются качественно одинаковым образом в волнах сжатия и разрежения, приводя к нелинейной трансформации их формы профиля вплоть до формирования ударных фронтов в начальной и конечной фазах соответственно (см./I/). В сходящихся же волнах сжатия и разрежения конечной амплитуды возможно появление существенных отличий, обусловленных тем, что их скорость распространения определяется разностью $\frac{dr}{dt} = u - c(p')$, а не суммой $\frac{dr}{dt} = c(p') + u$, как расходящихся волн, между скоростью частиц $u(p')$ и скоростью звука $c(p')$ в волне, зависящих от возмущения давления p' в ней; здесь r - расстояние от центра симметрии (фокальной точки), t - время. Действительно, при схождении волны разрежения к центру симметрии возмущение давления в ней возрастает по абсолютной величине $|p'|$ $(p' < 0)$, что приводит к увеличению скорости частиц $u(p')$, а также, вследствие понижения суммарного давления $p = p_0 + p'$ в среде по сравнению с исходным равновесным значением p_0, к уменьшению скорости звука $c(p)$ в ней; при этом на некотором расстоянии $r = r_*$ при $t = t_*$ скорость распространения определенной части волны разрежения с максимальными значениями $|p'|$ может уменьшиться до нуля: $\left.\frac{dr}{dt}\right|_{t=t_*} = 0$, а при $t > t_*$ - изменить знак на противоположный: $dr/dt > 0$, соответствующий расходящейся волне. Таким образом, возможно проявление эффекта нецентрального отражения сходящейся волны разрежения, для корректного описания которого при $t > t_*$ необходимо, естественно, использование обеих характеристик: $\frac{dr}{dt} = u - c(p')$ и $\frac{dr}{dt} = c(p') + u$.

Для оценки давления p_*, при котором этот эффект может наблюдаться, воспользуемся зависимостью $u(p) = \frac{2}{\gamma-1}\left[c_0 - c(p)\right]$, справедливой для плоской волны, здесь $c = c_0(p/p_0)^{(\gamma-1)/2\gamma}$, γ - показатель адиабаты среды, $c_0 = c(p=p_0)$ и тогда из равенства $u(p) - c(p) = 0$ находим величину $p_* = p_0\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{2\gamma/(\gamma-1)}$.

Проявление эффекта нецентрального отражения сходящейся волны разрежения возможно ожидать в расширяющихся газообразных полостях, образующихся при взрывных процессах, например, в жидкости /2; 3/, поэтому ниже рассмотрим соответствующие задачи с цилиндрической и сферической симметрией. Для описания обсуждаемого явления воспользуемся модифицированным приближением Кирквуда-Бете /4/, согласно которому уравнения для величин u и p в сходящейся волне запишутся в следующем виде:

$$\frac{dv}{d\xi} = j\left[\frac{(w_g + v^2/2)(s_g - v) + 2s_g^2 v}{\xi(s_g + v)(v - s_g)}\right],$$

$$\frac{dP}{d\xi} = j\left(\frac{\rho_{0g}}{\rho_{0f}}\right)\left(\frac{P}{P_{0g}}\right)^{1/\gamma} s_g\left[\frac{(w_g + v^2/2)(s_g - v) - 2v^2 s_g}{\xi(s_g + v)(v - s_g)}\right], \qquad (\mathrm{I})$$

$$\frac{d\tau}{d\xi} = \frac{1}{v - s_g},$$

где $s_g = s_{0g}\left(\frac{P}{P_{0g}}\right)^{(\gamma-1)/2\gamma}$, $s_{0g} = \frac{c_{0g}}{c_{0f}}$, $v = \frac{u}{c_{0f}}$, $P = \frac{p}{\rho_{0f} c_{0f}^2}$,

$$P_{0g} = p_{0g}/\rho_{0f} c_{0f}^2, \qquad w_g = (s_g^2 - s_{0g}^2)/(\gamma - 1);$$

c_{0g} и c_{0f} - скорости звука в невозмущенной газообразной среде и жидкости соответственно, ρ_{0g} и ρ_{0f} - соответствующие значения плотностей сред, $\xi = r/R_0$, $\tau = c_{0f} t/R_0$, $R_0 = R(t=0)$ - начальный радиус газонаполненной полости, сферической при $j = \mathrm{I}$ и цилиндрической при $j = 1/2$. Граничные условия при $t = t_b$ на контактной поверхности расширяющей полости $\xi(t=t_b) = \eta = R(t=t_b)/R_0$: $\tau = \tau_b$, $P_b = P(\eta, \tau_b)$, $v_b = v(\eta, \tau_b)$, найдутся из решения следующей системы уравнения (см. /4/):

$$\frac{dP_b}{d\tau_b} = \frac{\theta_{bf}\theta_{bg} s_{bf} s_{bg}}{\theta_{bf} s_{bf} + \theta_{bg} s_{bg}} \frac{j}{\eta}\left\{\frac{(w_{bg} - \frac{3}{2}v_b^2)(s_{bg} - v_b) - 2v_b^3}{s_{bg} + v_b}\right. - \qquad (2)$$

$$- \frac{(w_{bf} - \frac{3}{2} v_b^2)(s_{bf} + v_b) + 2v_b^3}{s_{bf} - v_b} \Bigg\} ,$$

$$\frac{dv_b}{d\tau_b} = \frac{j}{\eta} \Bigg\{ \frac{\theta_{bg} s_{bg}}{\theta_{bf} s_{bf} + \theta_{bg} s_{bg}} \frac{(w_{bg} - \frac{3}{2} v_b^2)(s_{bg} - v_b) - 2v_b^3}{s_{bg} + v_b} + \tag{2}$$

$$+ \frac{\theta_{bf} s_{bf}}{\theta_{bf} s_{bf} + \theta_{bg} s_{bg}} \frac{(w_{bf} - \frac{3}{2} v_b^2)(s_{bf} + v_b) + 2v_b^3}{s_{bf} - v_b} \Bigg\} , \quad \frac{d\eta}{d\tau_b} = v_b ,$$

где

$$s_{bg} = s_g (P = P_b), \quad \theta_{bg} = \frac{\rho_{og}}{\rho_{of}} (P_b / P_{og})^{1/\gamma} ,$$

$$s_{bf} = \left(\frac{P_b + B/\rho_{of} c_{of}^2}{A/\rho_{of} c_{of}^2} \right)^{\frac{m-1}{2m}} , \quad w_{bf} = \frac{s_{bf}^2 - 1}{m - 1} ,$$

$$\theta_{bf} = \left(\frac{P_b + B/\rho_{of} c_{of}^2}{A/\rho_{of} c_{of}^2} \right)^{\frac{1}{m}} , \quad B = A - \frac{P_{of}}{\rho_{of} c_{of}^2} ,$$

P_{of} - давление в невозмущенной жидкости, A, B и m параметры в соответствующем уравнении состояния; для воды $A = \rho_{of} c_{of}^2 / m$. Начальные же условия при $\tau_b = 0$: $\eta = 1$, $P_s = P_b (\tau_b = 0)$, $v_s = v_b (\tau_b = 0)$, необходимые для решения системы (2), найдутся из решения уравнения

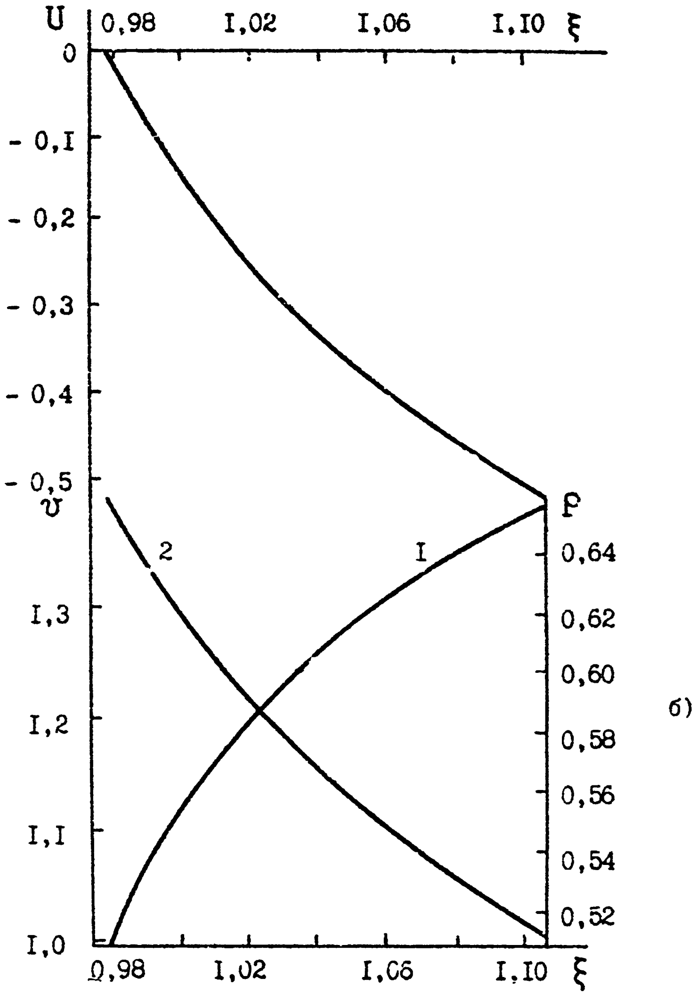
$$v(P_s) = v_{sh}(P_s), \tag{3}$$

где

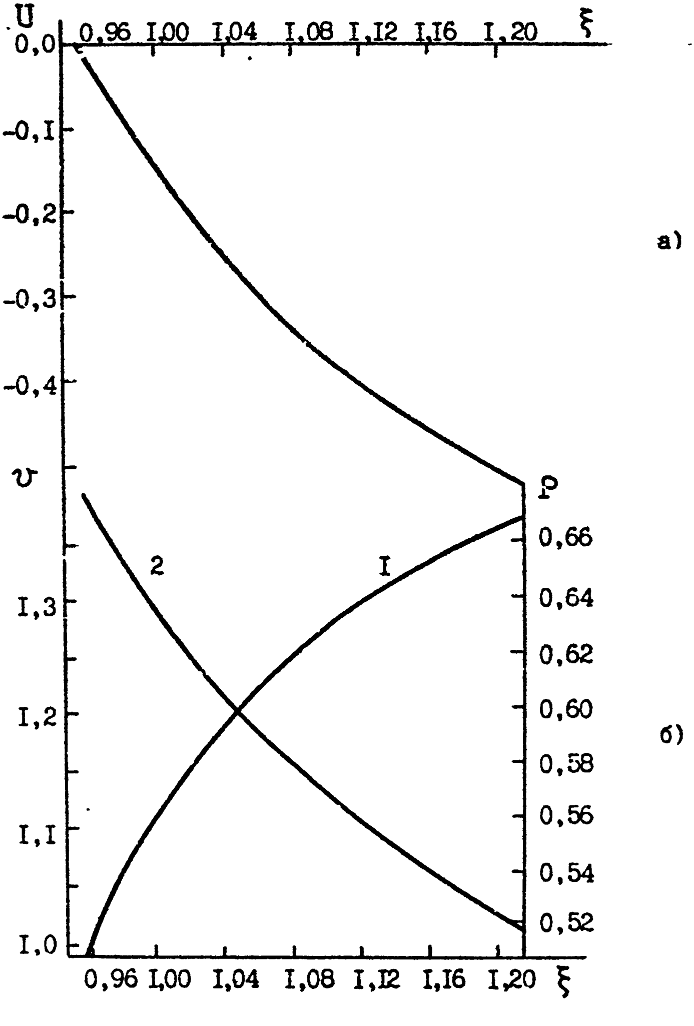
$$v(P) = \frac{2s_{og}}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P}{P_{og}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \right] ,$$

$$v_{sh}(P) = \left\{ \frac{P}{B/\rho_{of} c_{of}^2} \left[1 - \left(\frac{P + B/\rho_{of} c_{of}^2}{A/\rho_{of} c_{of}^2} \right)^{-\frac{1}{m}} \right] \right\}^{1/2} , \tag{4}$$

следующего из равенства в начальный момент $t_b = 0$ скоростей частиц в ударной волне в жидкости и в волне разрежения в продук-



Р и с. I Зависимости безразмерных величин скорости распространения $U(\xi) = \upsilon - S_g$ сходящейся сферической волны разрежения .– (а), давления $P(\xi)$ – кривая I и скорости частиц $\upsilon(\xi)$ – 2 в ней – (б) от расстояния $\xi_* \leq \xi = \frac{r}{R_0} \leq \eta$ при $\tau = \tau_* = 9{,}978 \cdot 10^{-2}$



Р и с. 2 Зависимости безразмерных величин скорости распространения $U(\xi) = \upsilon - S_g$ сходящейся цилиндрической волны разрежения-(а), давления $P(\xi)$ - кривая I и скорости частиц $\upsilon(\xi)$ - 2 в ней (б) от расстояния $\xi_* \leq \xi = r/R_0 \leq \eta$ при $\tau = \tau_* = I{,}942 \cdot I0^{-I}$

тах взрыва /2/. В приближении мгновенной детонации необходимые для решения уравнений (I)-(3) значения параметров P_{og}, C_{og} и ρ_{og} найдутся из следующих соотношений (см./2-4/):

$$P_{og} = \frac{\rho_d D^2}{2(\gamma+1)}, \quad C_{og} = \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma+1)}}\, D, \quad \rho_{og} = \rho_d \frac{\gamma+1}{\gamma}, \qquad (5)$$

в которых ρ_d - плотность взрывчатого вещества, D - скорость распространения детонационной волны.

Численное моделирование процесса распространения сходящихся сферических и цилиндрических волн проводилось для случая взрыва тротилового заряда в воде: $D = 7\cdot10^3$ м/с, $\rho_d = 1{,}6\cdot10^3$ кг/м^3, $\gamma = 3$; $m = 7$, $P_{0\ell} = 10^5$ Па, $\rho_{0\ell} = 10^3$ кг/м^3, $C_{0\ell} = 1{,}5\cdot10^3$ м/с. Как следует из приведенных на рис.I, 2 результатов расчета зависимостей $U(\xi) = v - S_g$ и $P(\xi)$, $v(\xi)$ при $j = 1$ и $j = \frac{1}{2}$ соответственно, отражение сферической волны наблюдается быстрее во времени $\tau_*(j = 1) / \tau_*(j = 1/2) \approx 0{,}5$ и на меньшем расстоянии от контактной границы $[\eta(\tau_*) - \xi_*(j = 1)] / [\eta(\tau_*) - \xi_*(j = \frac{1}{2})] \approx 0{,}5$ чем для цилиндрической волны.

В заключение следует заметить, что для дальнейшего описания волнового процесса в газонаполненной полости при $\tau > \tau_*$ необходим одновременный учет и расходящейся волны в ней, т.е. распространяющейся к контактной поверхности волны сжатия с начальными условиями при $\tau = \tau_*$ на фронте $\xi = \xi_*$, $P_* = P(\xi_*)$, $v_* = v(\xi_*)$ и за ним $\xi < \xi_*$, $P(\xi) = P_{og}$, $v(\xi) = 0$, которая порождает волну разрежения, понижающую давление в полости при $\xi < \xi_*$. В результате взаимодействия расходящейся волны сжатия с распространяющейся навстречу ей первоначальной волной разрежения формируется сходящаяся к центру симметрии ударная волна (см./5/). Естественно, что для количественного описания этих явлений модифицированное приближение Кирквуда-Бете не годится и необходимо использовать более сложные численные методы расчета /6-8/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акуличев В.А., Богуславский Ю.Я., Иоффе А.И., Наугольных К.А. Излучение сферических волн конечной амплитуды//Акуст. журн. - 1967. - Т.8, № 1. - С.115-123.

2. Коул Р. Подводные взрывы. - М.: Иностр.лит., 1950. - 495с.

3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде (гидродинамическое описание). - М.: Наука, 1981. - 155 с.

4. Петухов Ю.В. Модифицированное приближение Кирквуда-Бете, позволяющее рассчитать полный профиль взрывной волны и ее спектр вблизи источника//Акуст.журн. - 1987. - Т.33, № 2.- - С.317-323.

5. Berger S.A., Holt M. Implosive phase of a spherical explosion in sea water // Phys.Fluids.- 1962,-V.5,N4.- P.426-431.

6. Neumann J., Pichtmyer R.D. A method for the numerical calculations of hydrodynamic shocks // J.Appl.Phys.- 1950.- V.51, N3.- P.232-237.

7. Годунов С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики.//Матем.сб. - 1959. - Т.47, № 3. - С.271-306.

8. Шуршалов Л.В. Расчет мощных подводных взрывов//Изв.АН СССР, Сер.Мех. жидк. и газа. - 1971, -№ 5. - С.36-40.

Дата поступления статьи
18 сентября 1990 г

Петухов Юрий Васильевич

ЭФФЕКТ НЕЦЕНТРАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ
СХОДЯЩИХСЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ
В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ПОЛОСТЯХ

Подписано в печать 16.10.90 г. Формат 60х84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,55 усл.п.л.
Заказ 5110. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротапринте НИРФИ