ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: ГИТТЛ, 1954.
2. *Latorre R.* On Clarifying the Scale Factor Role in Cavitation Noise Level Scaling, International Symposium on Cavitation. № C10–4, Session 10, Sendai, 1986.
3. *Левковский Ю. Л.* Моделирование кавитационного шума // Акуст. журн. 1967. Т. 13. № 3. С. 397–400.
4. *Bjorhededen O., Astrom L.* Prediction of Propeller Noise Spectra, Det norske Veritas Symposium on Hydrodynamics of Ship and Offshore Propulsion Systems, Paper 1/2. Session 4. Oslo, 1977.
5. *Latorre R.* TVC Noise envelope – An Approach to Tip Vortex Cavitation Noise Scaling // J. of Ship Research. 1982. V. 26. № 1. P. 65–75.

Поступило в редакцию
25.XI.1987

УДК 534.222.2

ОБ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ ПРОФИЛЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ

Петухов Ю. В.

Экспоненциальный спад с течением времени давления в ударной волне непосредственно за ее фронтом является сравнительно давно экспериментально установленным фактом [1, 2] и широко используется в различных теориях при описании распространения ударных волн в однородных жидкостях [1–6], в стратифицированных океанических волноводах [7, 8], а также при исследовании воздействия ударных волн на подводные конструкции [9]. На практике особенно широко используется пиковое приближение в теории Кирквуда – Бете [1, 5, 9], где упрощающим предположением является также экспоненциальная форма профиля ударной волны вблизи источника, причем не только для описания параметров ударной волны, генерируемой детонацией взрывчатого вещества [1, 5], но и при оценках соответствующих параметров волн давления, возбуждаемых при лазерном [10] и электрическом [11] пробоях в жидкости. Независимость экспоненциального временного спада давления за фронтом ударной волны от статического давления в жидкости в широком диапазоне изменения последнего (см. [7]), позволяющая, кстати, использовать пиковое приближение для расчетов параметров ударной волны в океане при различных глубинах подрыва заряда [1], уже наводит на мысль о некоторой универсальности такого поведения давления в ударных волнах, возникающих при сильных кратковременных нагрузках в жидкости.

Цель данного сообщения – показать, что экспоненциальный профиль ударной волны непосредственно за ее фронтом является «предельным» решением самой теории Кирквуда – Бете, характеризующим наибольшую скорость убывания давления за фронтом волны, возбуждаемой в слабосжимаемой жидкости сильной кратковременной нагрузкой (ударом).

Согласно теории Кирквуда – Бете, уравнения, описывающие изменение с течением времени t давления p на границе продукты взрыва – жидкость, имеют следующий вид [1, 12]:

$$\frac{1}{\rho c}\frac{dp}{dt}=\frac{du}{dt}-\frac{j}{R}\,\frac{\left(w-\dfrac{3}{2}u^2\right)(c+u)+2u^3}{c-u}, \tag{1}$$

$$\frac{1}{\rho_g c_g}\frac{dp}{dt}=-\frac{du}{dt}+\frac{j}{R}\,\frac{\left(w-\dfrac{3}{2}u^2\right)(c_g-u)-2u^3}{c_g+u}, \tag{2}$$

$$\frac{dR}{dt}=u, \tag{3}$$

где ρ – плотность возмущенной жидкости, связанная с давлением p уравнением состояния $p=\dfrac{\rho_0 c_0^2}{m}\left\{\left(\dfrac{\rho}{\rho_0}\right)^m-1\right\}+p_0$, $c=c_0\left[1+\dfrac{(p-p_0)m}{\rho_0 c_0^2}\right]^{\frac{m-1}{2m}}$ – скорость звука в ней, $w=(c^2-c_0^2)/(m-1)$ – возмущение энтальпии, ρ_0, p_0, c_0 – равновесные значения соответствующих величин, m – показатель изоэнтропы; ρ_g, c_g, w_g – отвечают аналогичным величинам в продуктах взрыва, образующих в момент времени $t=0$ полость с радиусом $R(t=0)=R_0$, сферическую – при $j=1$ и цилиндрическую – при $j=1/2$. Определив из известных соотношений (см. (6), (12), (13) в [12]) давление $p=p_1$ и скорость $u=u_1$ в начальный момент времени $t=0$, из (1)–(3) нетрудно численным интегрированием найти зависимость $p(t)$. Смысл же пикового приближения заключается в том, что сделанное из анализа экспериментальных данных утверждение об экспоненциальных зависимостях $p=p_1e^{-t/\theta_1}$, $w=w(p_1)e^{-t/\theta_1}$ позволяет из условия правильности выбора начального значения производной $(dp/dt)|_{t=0}$ сразу найти аналитическое выражение для постоянной времени $\theta_1=-\rho(p_1)w(p_1)/(dp/dt)|_{t=0}$. Действительно, исключив из уравнений (1), (2) производную du/dt, найдем значение $(dp/dt)|_{t=0}$, а следовательно, и θ_1:

$$\theta_1=\frac{w(p_1)[\rho_g(p_1)c_g(p_1)+\rho(p_1)c(p_1)]}{\rho_g(p_1)c_g(p_1)c(p_1)[I_2(p_1)+I_1(p_1)]},$$

$$I_1(p_1)=-j\frac{\left[w_g(p_1)-\dfrac{3}{2}u_1^2\right][c(p_1)-u_1]-2u_1^3}{R_0[c_g(p_1)+u_1]}, \tag{4}$$

$$I_2(p_1)=j\frac{\left[w(p_1)-\dfrac{3}{2}u_1^2\right][c(p_1)+u_1]+2u_1^3}{R_0[c(p_1)-u_1]}.$$

Кроме этого, в пиковом приближении несколько упрощается определение зависимостей $R(t)$ и $u(t)$, необходимых для задания граничных условий на поверхности газового пузыря при расчетах волны давления на различных расстояниях $r>R$, поскольку оно сводится к численному интегрированию всего лишь двух уравнений (1) и (3), без учета уравнения (2), характеризующего образование и распространение в продуктах взрыва волны разрежения.

Покажем теперь, что первоначально экспоненциальный спад давления за фронтом ударной волны в жидкости является следствием кратковременности сильного удара продуктов взрыва по слабосжимаемой жидкости. Примем следующую модель взрыва: пусть сферический или цилиндрический поршень с начальным радиусом R_0 в течение некоторого малого времени t_0 расширяется в жидкость с постоянной скоростью u_1 ($p_1\infty\rho_0u_1^2$). Здесь $t_0=I/p_1$ оценивается как промежуток времени, в течение которого импульс I от продуктов передается окружающей жидкости.

По прошествии этого времени воздействие на поршень мгновенно прекращается и жидкость испытывает кратковременный удар [13]. Задача заключается в том, чтобы найти промежуточный асимптотический режим изменения $p(R,t)$ при $t/t_0>1$. Естественно, что решение задачи о мгновенном импульсе давления $t_0\longrightarrow0$, который в дальнейшем будем предполагать, позволит найти максимально возможную скорость убывания $p(R,t)$. Очевидно также, что предельное решение будет иметь место не только в случае $t_0=0$, но и при достаточно быстром спадании функции $\Pi(t/t_0)$ для $t/t_0>1$, характеризующей форму приложенного к поршню импульса давления [13]. Такая ситуация характерна, например, для области вблизи фронта детонационной волны $0<t\lessapprox t_н\approx2R_0/D$, распространяющейся во взрывчатом веществе со скоростью D [1]. Растянутость во времени функции $\Pi(t/t_0)$ будет способствовать поддержанию ударной волны (уменьшению скорости спада $p(R,t)$); именно поэтому в случае детонации взрывчатого вещества в жидкости на спад давления в ударной волне при $t\gg t_н$ будет влиять уже скорость изменения давления в продуктах взрыва, определяемая в свою очередь волновыми процессами в последних. Поскольку же здесь представляет интерес промежуток времени $0<t\gtrapprox t_н$, в течение которого спад давления на границе газовой полости происходит в основном из-за «убегания» сформировавшейся волны сжатия, а сама полость не успевает сколько-нибудь существенно расшириться $R/R_0-1\ll1$, то можно пренебречь влиянием не только скорости и $u\left(\dfrac{u}{c(p_1)}\ll1\right)$, но и ее изменением $\dfrac{du}{dt}\left(\dfrac{du}{dt}\Big/\dfrac{c(p_1)}{t_н}\ll1\right)$ на поведение $p(R,t)$.

Учитывая эти упрощающие предположения, для описания зависимости $p(R,t)$ можно воспользоваться только уравнением (1), которое теперь запишем в следующем приближенном виде: $2ds/(s^2-1)=-jd\tau$, где $s=c/c_0$, $\tau=tc_0/R_0$. Решение этого уравнения тривиально и его удобно записать в следующей форме:

$$\frac{s-1}{s+1}=\frac{s_1-1}{s_1+1}e^{-j\tau}. \tag{5}$$

Поскольку давление за фронтом волны быстро спадает $s\longrightarrow1$, то, используя разложения s и s_1 (с точностью до первого порядка по $m(p-p_0)/\rho_0c_0^2$), из (5) получаем экспоненциальную зависимость спада давления за ударным фронтом:

$$p-p_0\approx(p_1-p_0)e^{-t/\theta_1}, \tag{6}$$

причем постоянная спада $\theta_1=R_0/jc_0$ определяется лишь начальным радиусом поршня и скоростью звука в жидкости. Для возмущения энтальпии также получаем аналогичное изменение с течением времени $w \approx \dfrac{(p_1-p_0)}{\rho_0} e^{-t/\theta_1}$.

Таким образом, экспоненциальный спад давления за фронтом ударной волны в жидкости является следствием теории Кирквуда – Бете; такое поведение давления является предельным, в том смысле, что в этом случае реализуется наибольшая скорость уменьшения давления, возможная лишь при сильных кратковременных нагрузках в слабосжимаемых жидких средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коул Р.* Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 495 с.
2. *Arons A. B.* Underwater explosions shock wave parameters at large distance from the charge // J. Acoust. Soc. Amer. 1954. V. 56. № 3. P. 343–346.
3. *Brinkley S. R., Kirkwood J. G.* Theory of the propagation of shock waves // Phys. Rev. 1947. V. 71. № 9. P. 606–611.
4. *Brinkley S. R., Kirkwood J. G.* Theory of the propagation of shock waves from infinite cylinders of explosive // Phys. Rev. 1947. V. 72. № 11. P. 1109–1113.
5. *Кедринский В. К.* Приближение Кирквуда – Бете для цилиндрической симметрии подводного взрыва // Физ. горения и взрыва. 1972. Т. 8. № 1. С. 115–123.
6. *Rogers P. H.* Weak-shock solution for underwater explosive waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 6. P. 1412–1419.
7. *Лаврентьев Э. В., Кузян О. И.* Взрывы в море. Л.: Судостроение, 1977. 160 с.
8. *Петухов Ю. В., Фридман В. Е.* Распространение взрывных волн в стратифицированном океане // Изв. АН СССР. Сер. физ. атм. и океана. 1979. Т. 15. № 12. С. 1307–1315.
9. *Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С.* Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967. 384 с.
10. *Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А., Пашин А. Е.* Гидродинамические эффекты при оптическом пробое в жидкости // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 2. С. 192–200.
11. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде (гидродинамическое описание). М.: Наука, 1981. 155 с.
12. *Петухов Ю. В.* Модифицированное приближение Кирквуда – Бете, позволяющее рассчитывать полный профиль взрывной волны и ее спектр вблизи источника // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 317–323.
13. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 632 с.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
13.VII.1987

УДК 621.396.677.49+681.883.7+534.21:532.2

О ФОРМЕ ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА ФОКУСИРУЮЩЕЙ МАСШТАБНОЙ РЕШЕТКИ

Сапогин В. Г., Харин Н. А.

В акустических блоках формирования характеристик направленности антенных решеток внешнее акустическое поле воспроизводится в уменьшенном масштабе. Для этой цели применяют две антенные решетки, расположенные в акустическом блоке, одна из которых является переизлучающей масштабной решеткой (МР), а вторая – считывающей [1, 2]. Плоский волновой фронт акустических эхосигналов приходит на элементы приемной антенной решетки, расположенной в водной среде. С каналов приемной антенны сигналы передаются на элементы дуговой фокусирующей МР и переизлучаются в среду акустического блока с сохранением фазовых и амплитудных соотношений. Обычно в акустическом блоке МР формирует сходящийся волновой фронт. В зависимости от угла падения плоского волнового фронта на приемную антенну переизлученные сигналы фокусируются в определенном месте фокальной поверхности акустического блока. Если на фокальной поверхности установить приемные элементы считывающей антенной решетки и их выходы соединить с индикатором, то можно получить информацию об угловой координате объекта локации. На фиг. 1 приведена геометрия задачи.

Для уменьшения искажений при воспроизведении акустического поля считывающей антенной решеткой необходимо правильно выбрать размер считывающего элемента и его расположение на фокальной поверхности акустического блока. Это можно сделать только в том случае, если известны законы трансформации фокального пятна, формируемого МР.