

О КРИТЕРИЯХ ПОДОБИЯ ДЛЯ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

Б. Е. Гельфанд, К. Такаяма*

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 117977 Москва, detonation@yahoo.com

*Центр исследований ударных волн, Университет Тохоку, 980-8577 Сендай, Япония

Для обобщенного представления пространственно-временных параметров подводного взрыва дополнен ряд безразмерных величин, позволяющих учесть влияние плотности и скорости звука в жидкости на распространение взрывной волны.

Ключевые слова: подводный взрыв, критерии подобия, характерные параметры взрыва.

ВВЕДЕНИЕ

Успешный поиск системы безразмерных параметров для пространственно-временного описания полей воздушных взрывных волн при взрывах зарядов взрывчатого вещества (ВВ), облаков горючих газовых и гетерогенных смесей, а также при разрыве сосудов высокого давления завершился выбором в качестве критериев подобия набора безразмерных величин, предложенного Сахсом [1]:

— $\Delta P^* = \Delta p/p_0$ — относительная амплитуда взрывной волны, где $\Delta p = p_1 - p_0$, p_0 — начальное давление в системе, p_1 — давления на фронте волны;

— $I^* = I/I_0$ — относительный импульс давления на фазах сжатия или разрежения;

— $\tau^* = \tau/\tau_0$ — относительное время;

— $R^* = R/R_0$ — относительное расстояние.

Для получения безразмерных величин обрывается комплекс следующих характерных параметров [2]:

$R_0 = [E/p_0]^{1/3}$ — характерный размер взрыва с энергией E_0 ,

$I_0 = a_0^{-1}[Ep_0^2]^{1/3}$ — характерный импульс давления в среде с начальной скоростью звука a_0 ,

$\tau_0 = [E/p_0]^{1/3}a_0^{-1}$ — характерный интервал времени.

Переход к безразмерным величинам ΔP^* , I^* , τ^* и R^* для взрыва ВВ позволил учесть влияние начального давления и скорости звука на пространственно-временные параметры взрывных волн. Также выяснилось, что уже в промежуточном диапазоне интенсивности взрывных волн $5 < \Delta P^* < 20$, когда влияние расширяющихся продуктов взрыва на волну невелико, форма линии фугасного поражения в координатах ΔP^* , I^* оказывается универсальной, по крайней мере для та-

ких взрывных источников, как взрыв ВВ, детонация или сверхзвуковая дефлаграция горючих облаков, разрыв сосудов высокого давления. Наилучшее совпадение линий фугасного поражения для упомянутых источников отмечается при $\Delta P^* < 5$ и в дальней зоне взрыва.

Для воздушного взрыва ВВ универсальная линия фугасного поражения на соответствующей диаграмме в координатах ΔP^* , I^* построена уже в [3]. По комбинированной диаграмме [3] можно сравнивать барический и кинематический факторы фугасного действия взрывной волны на мишени. Барический фактор задан перепадом давления в волне $\Delta p(\tau)$, а кинематический фактор — динамическим напором газа с плотностью ρ и скоростью u , а именно величиной $0,5\rho u^2$.

На фоне преимуществ внедрения безразмерных параметров для описания взрывов в газовой (воздушной) среде ситуация с описанием полей подводного взрыва выглядит консервативной. До сих пор для расчета параметров подводного взрыва используются размерные эмпирические формулы из [4] и им подобные, как в [5]. Например, перепад давления в волне от взрыва заряда ВВ массой W на расстоянии R рассчитывается по формуле $\Delta p = K[W^{1/3}R^{-1}]^n$ с эмпирическими коэффициентами K и $n \approx 1,1 \pm 0,02$. Значение K зависит от типа ВВ, поскольку акцептором взрывной нагрузки в [4, 5] считалась вода с неизменными плотностью ρ_f и скоростью звука a_f .

Формулы из [4, 5] получены на основе подхода к моделированию взрывных явлений с помощью единственного параметра $R/W^{1/3}$. В указанном подходе используется негласное немотивированное предположение о независимости факторов взрывной волны от свойств жидкости (a_f и ρ_f), окружающей источник

взрыва. Ряд неудобств может быть вызван размерным представлением формул для перепада давления, импульса и длительности волны [4, 5], что сужает диапазон их применимости.

В последние годы наблюдается проникновение взрывных технологий в медицину (разрушение камней в почках и печени, воздействие на пораженную ткань и т. п.) [6, 7]. В этой области широко используются взрывные волны от миниатюрных зарядов ВВ (азид серебра) массой в несколько миллиграмм. Длительность получаемых волн давления составляет $\Delta\tau \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ с при амплитуде $\Delta p \approx 5 \div 10$ МПа. Многофазная среда, каковой является ткань биообъекта, отличается по акустическим свойствам от воды, и применимость формул из [4, 5] становится сомнительной.

Взрывные технологии подводной резки, демонтажа или сварки также связаны с распространением волн давления не в дегазированной и чистой воде [8], а чаще всего в трехкомпонентной среде: вода + пузырьки газа (метан, диоксид углерода, воздух) + взвешенные твердые частицы. Акустические свойства среды (плотность ρ_w , скорость звука a_w) [8–10] могут быть далеки от таковых для воды.

РАСШИРЕННАЯ СИСТЕМА БЕЗРАЗМЕРНЫХ ВЕЛИЧИН

При моделировании взрывных явлений в жидкой среде также может быть сделан шаг в развитие предложений [1]. Для этого предлагается описывать изменение амплитуды взрывной волны в жидкости с расстоянием R (или временем τ) в виде функции $\Delta\varphi = \Delta p[\rho_f a_f^2]^{-1} = f\{R[\rho_f a_f^2/E]^{1/3}; a_f \tau/R\}$. В качестве характерного пространственного размера взрыва с энергией E в жидкости берется величина $\mathfrak{R} = [E/\rho_f a_f^2]^{1/3}$, так что безразмерное расстояние вычисляется как $\mathfrak{R}^* = R/\mathfrak{R}$. Соотношение характерных размеров взрыва зарядов ВВ в воздухе (R_0) и в воде (\mathfrak{R}_w) составляет $\varphi = \{\rho_f a_f^2 p_0^{-1}\}$. При $p_0 = 0,1$ МПа $R_0 \approx 28\mathfrak{R}_w$, а безразмерные геометрические размеры в газе и воде связаны выражением $28R^* \approx \mathfrak{R}^*$.

Предлагаемый вариант выбора геометрического масштаба при взрыве в жидкости формально присутствовал, но не применялся в оригинальной работе [1] и в последующих публикациях, поскольку для взрывного процесса в газе с соотношением удельных теплоемкостей γ энергия взрыва отнесена к начальному давлению,

Таблица 1

β , %	a_{f1} , м/с	ρ_{f1} , кг/м ³	ψ
0,5	140	995	5,84
1	100	990	4,65
10	33	900	2,15
50	20	500	1,25

т. е. к величине $p_0 = [\rho_0 a_0^2] \gamma^{-1}$. Справедливости ради отметим, что в [11] безразмерные переменные $\Delta\varphi$ и \mathfrak{R} использованы для описания подводного взрыва в форме соотношения $\Delta\varphi = 0,184[\mathfrak{R}^*]^{-1,13}$, столь же удобного, как чаще упоминаемое из [4].

Введение параметров $\Delta\varphi$ и \mathfrak{R} позволяет учесть возможные изменения скорости звука и плотности жидкой среды. Для иллюстрации рассмотрим несколько примеров. Известна зависимость скорости звука в жидкости от объемной доли газовых включений [12]. В гипотетическом случае несжимаемой жидкости ($a_f \rightarrow \infty$) с объемной долей газовых пузырьков β в сосуде с абсолютно твердой стенкой имеем $a_{f1}^2 = p_0[\beta(1-\beta)\rho_f]^{-1}$. Если жидкость сжимаемая (когда величина A_f конечная) или $\beta \rightarrow 0$, следует воспользоваться соотношением $a_{f2}^2 = p_0 A_f^2 [(1-\beta)p_0 + \beta(1-\beta)\rho_f A_f^2]^{-1}$.

Характерный масштаб взрыва в неограниченной системе «жидкость + пузырьки газа» без дополнительных границ раздела в новых переменных записывается в $R_{bl}^* = [E\beta p_0^{-1}]^{1/3}$. Соотношение характерных размеров взрыва в газе и в жидкости с газовыми порами составляет $\psi = R_g/R_{bl}^* = \beta^{-1/3}$. Подобным образом находится связь характерных размеров взрыва в других типах сплошной среды. Значения ψ представлены в табл. 1. Как и следовало ожидать, незначительное по объему (пренебрежимо малое по массе) присутствие газовых пор существенно изменяет характерные масштабы взрывных явлений в жидкости. В конечном итоге пространственные масштабы взрывов в газе и газожидкостной среде сближаются.

Упорядоченная расстановка линейных масштабов взрыва в жидкости, в жидкости с пузырьками газа и в газовой среде приводит к возможности обобщенного для перечисленных сплошных систем представления безразмерной амплитуды давления $\Delta\varphi$ в виде функции от безразмерного расстояния $\mathfrak{R}^* = R/\mathfrak{R}$, как на рис. 1. На обобщенную карту зависимостей

Таблица 2

№ п/п	Жидкость	ν , сСт	ρ_f , кг/м ³	a_f , м/с	$\rho_f a_f$, 10 ⁶ Нс/м ³	$\rho_f a_f^2$, 10 ⁹ Па
1	Вода	0,89	987	1496	1,492	2,23
2	PDMS1	10	935	980,5	0,917	0,898
3	PDMS2	100	965	998,7	0,964	0,962
4	PDMS3	1000	970	1000	0,973	0,973
5	КМ	980	960	1500	1,44	2,16

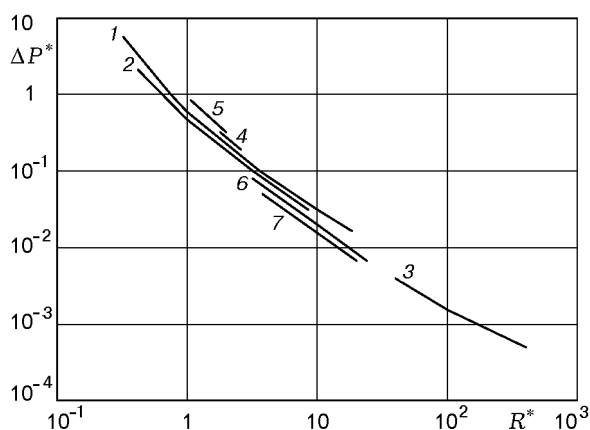


Рис. 1. Универсальная зависимость безразмерной интенсивности взрывных волн от безразмерного расстояния:

1 — взрыв ВВ в газе [13], 2 — детонационный взрыв газовых смесей [14], 3 — взрыв ВВ в воде [4, 5], 4, 5 — в воде с объемной концентрацией пузырьков воздуха $\beta = 2$ и 20 % [8] соответственно, 6 — в водно-воздушной пене с концентрацией воды $10 \div 20$ кг/м³ [10], 7 — в снеге [10]

$\Delta\phi = f(R^*)$ на рис. 1 нанесены линии для взрыва ВВ в газе [13], для детонационного взрыва газовых смесей [14], для взрыва ВВ в воде [4, 5], для взрыва ВВ в воде с объемной концентрацией пузырьков воздуха $\beta = 2$ и 20 % [8], в водно-воздушной пене с концентрацией воды $10 \div 20$ кг/м³ [10] и для взрыва ВВ в снеге [10]. С учетом разброса опытных данных и их неполноты есть основания полагать, что существует единая зависимость интенсивности взрывной волны от расстояния в избранных безразмерных координатах для детонационных взрывов газовых и конденсированных систем в сплошных средах.

Можно привести другой пример того, как с помощью предложенных безразмерных величин удастся учитывать влияние скорости зву-

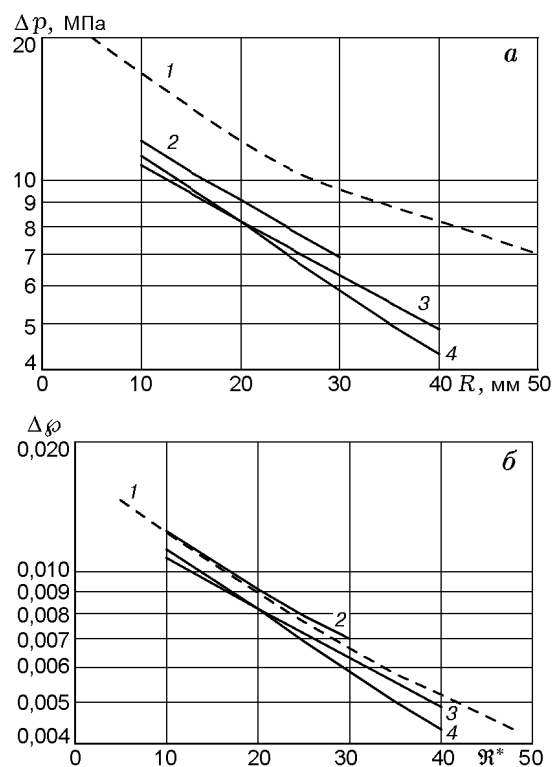


Рис. 2. Зависимость амплитуды взрывной волны от расстояния в различных жидкостях: а — явная зависимость в размерных координатах, б — приведенная зависимость в безразмерных координатах; номера линий соответствуют номерам в табл. 2

ка на возмущение давления в жидкости, подверженной взрывной нагрузке. Воспользуемся данными опытов [7] о взрывных волнах в наборе жидкостей, перечисленных в табл. 2. Набор включал воду, три сорта силиконового масла (полидиметилсилоксан: PDMS1, PDMS2 и PDMS3), отличающиеся от воды кинематической вязкостью ν и скоростью звука, а также касторовое масло (КМ). Различие плотности несущественно.

Результаты измерений амплитуды взрывной волны в зависимости от расстояния при взрыве ультрамалых зарядов азида серебра [7] представлены на рис. 2,а в обычной форме ($\Delta p = f(R)$) и трактуются в первом приближении как влияние вязкости на взрывную волну. Переход к координатам $\Delta\varphi$, \mathfrak{R}^* (рис. 2,б) приводит к построению единой зависимости, не свидетельствующей о влиянии вязкости жидкости на взрывную волну. Расслоение линий, наблюдавшееся при построении графика [7] в размерных переменных (см. рис. 2,а), связано с различием жидкостей по скорости звука. В подтверждение можно упомянуть результаты измерений в [15] амплитуды взрывных волн в касторовом масле (см. табл. 2). Зависимость $\Delta p = f(R)$ для касторового масла практически такая же, как для воды, несмотря на большое различие вязкостей. Кроме того, в [16] экспериментально показано отсутствие зависимости скорости звука в системе «жидкость + пузырьки газа» от вязкости жидкости.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Некоторая польза от введения безразмерных переменных $\Delta\varphi$ и \mathfrak{R}^* состоит в том, что удастся понять возможные причины разброса исходных данных по полям измеренных параметров подводного взрыва, обобщенных в [5]. При перечисленных в [5] сериях измерений параметров подводного взрыва не предпринимались меры по дегазации воды. Присутствие газовых пузырьков слабо меняет плотность жидкости даже при $\beta \leq 10\%$. Однако скорость звука в жидкости заметным образом уменьшается уже при $\beta \leq 10^{-2}\%$. Отсутствием строгого контроля объемной доли β находящегося в жидкости газа, по-видимому, можно объяснить разброс значений коэффициента K в пределах $(410 \div 522) \cdot 10^5$ в формуле из [5] для амплитуды взрывной волны $\Delta p = K[W^{1/3}R^{-1}]^n$ при неизменном виде заряда ВВ.

Имеющийся дефицит опытных данных о параметрах подводного взрыва затрудняет формулировку общих выводов. Тем не менее возможны дополнительные заключения. Характерный импульс давления при взрыве в жидкой среде после замены p_0 на $\rho_f a_f^2$ составляет $\mathfrak{S} = [E\rho_f^2 a_f^2]^{1/3}$. При этом безразмерный импульс взрывной волны для ВВ с удельной энергией q вычисляется по формуле $\mathfrak{S}^* = I/\mathfrak{S} = [I/W^{1/3}](q\rho_f^2 a_f^2)^{-1/3}$. Величина полной

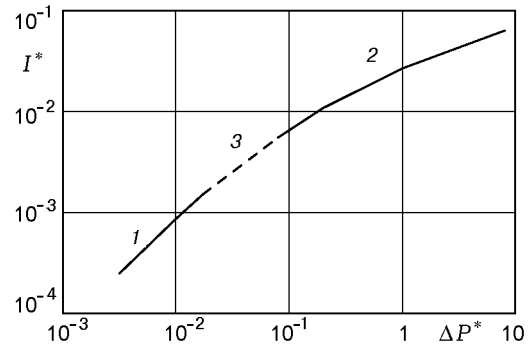


Рис. 3. Универсальная линия фугасного поражения для взрыва ВВ в сплошной среде:

1 — подводный взрыв, 2 — воздушный взрыв, 3 — предполагаемая зависимость

энергии заряда массой W составляет $E = qW$.

Полученное выражение устанавливает связь безразмерного импульса взрыва \mathfrak{S}^* с традиционно используемой величиной $I/W^{1/3}$, для которой в [5] найдено выражение $I/W^{1/3} = \chi[W^{1/3}R^{-1}]^\eta$, где $\chi = 5,9 \div 6,27$, $\eta = 0,87 \div 0,98$, импульс I измеряется в Па·с, W — кг, R — м. С учетом сделанных замечаний и на основе данных [4, 5] можно построить универсальную линию фугасного поражения для подводного взрыва в безразмерных координатах $\Delta\varphi$, \mathfrak{S}^* . Такая линия на рис. 3 представлена отрезком 1. Кроме этого на рис. 3 по данным [3, 13] нанесена линия фугасного поражения для взрыва ВВ в газе (воздухе) — отрезок 2. При детонации облаков газовых смесей получается близкая к участку 2 зависимость $\Delta\varphi = f(\mathfrak{S}^*)$. При перестроении данных [3] из координат $\Delta P^* = f(I^*)$ в координаты $\Delta\varphi = f(\mathfrak{S}^*)$ учтено, что в газе $\gamma p_0 = \rho a^2$.

Можно отметить, что отрезок 1 формально является продолжением отрезка 2, если их соединить мнимой линией 3. Таким образом, введение безразмерных параметров $\mathfrak{R}^* = R/\mathfrak{R}$, $\Delta\varphi = \Delta p/\rho a^2$, $\mathfrak{S}^* = I/\mathfrak{S}$ позволяет сделать заключение о подобии полей взрыва в системах, отличающихся плотностью и скоростью звука, и унифицировать опытные данные о происходящих в таких системах взрывных явлениях.

Представленный анализ выполнен в период, когда один из авторов (Б. Е. Гельфанд) сотрудничал в качестве приглашенного профессора с Центром исследований ударных волн Университета Тохоку, Япония. Визит был поддержан Министерством образования (Mombusho) Японии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Sachs R. G.** The dependence of blast on ambient pressure and temperature // BRL Report. 1944. N 466.
2. **Strehlow R. A., Baker W. E.** The characterization and evaluation of accidental explosions // Progr. Energy Combust. Sci. 1976. V. 2, N 1. P. 27–61.
3. **Brode H. L.** Blast wave from a spherical charge // Phys. Fluids. 1959. V. 2, N 2. P. 217–228.
4. **Cole R. H.** Underwater explosions. Princeton: Princeton University Press, 1948.
5. **Bjerne I.** Underwater explosion research based on model experiments // Problems of Nonlinear Acoustics / V. K. Kedrinsky (Ed.). Novosibirsk, 1987. Pt 2. P. 163–177.
6. **Kodama T., Uenohara H., Takayama K.** Innovative technology for tissue disruption by explosive induced shock waves // Ultrasound in Medicine and Biology. 1998. V. 24, N 9. P. 1459–1466.
7. **Hayakama S., Takayama K.** Shock wave propagation in model tissue for medical application of shock waves // Proc. of the 21st ISSW / A. F. P. Houwing, A. Paul (Eds). Canberra, Australia, 1997. V. 2. P. 779–784.
8. **Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Губин С. В. и др.** Затухание ударных волн в двухфазной среде жидкость — пузырьки газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1977. № 1. С. 173–176.
9. **Gelfand B. E.** Features and simulation of non-ideal explosions // Proc. of 3rd Seminar (Intern.) on Fire and Explosion Hazards / D. Bradley, D. Drysdale, G. Makhviladze (Eds). CRFES. Preston, UK: Univ. of Central Lancashire, 2001. P. 23–56.
10. **Паламарчук Б. И., Постнов А. Б.** Затухание ударных волн при взрыве конденсированных ВВ, помещенных в газосодержащие оболочки // Применение энергии взрыва в сварочной технике. Киев: ИЭС АН УССР, 1989. С. 39–41.
11. **Westine P. S., Frisenhahn G. J.** Free field ground shock pressures from buried detonations in saturated and insaturated soils // Interaction of Non-Nuclear Munitions with Structures. Symp. Proc. USAF Academy. Colorado, 1983. Pt 1. P. 12–16.
12. **Mori Y., Hijikata K., Ohmori T.** Propagation of pressure waves through in two-phase flow with very high void fraction // Intern. J. Multiphase Flow. 1976. V. 2, N 2. P. 453–464.
13. **Dvoinishnikov A. N., Dorofeev S. B., Gelfand B. E.** Data analysis on blast wave parameters from HE explosions // Shock Waves, Marseille. Proc. 19th ISSW / R. Brun and L. Dumitrescu (Eds). Berlin; Heidelberg; New York: Springer Verlag, 1995. V. 4. P. 407–412.
14. **Brossard J., Leyer J. C., Desbordes D., et al.** Air blast unconfined gaseous detonations // Progress in Astronautics and Aeronautics: V. 94: Dynamics of shock waves, explosions and detonations / J. R. Bowen, N. Manson, A. K. Oppenheim, R. I. Soloukhin (Eds). New York: AIAA Inc., 1984. P. 556–566.
15. **Hosseini S. H. R., Nejad S. M., Takayama K.** Study of underwater shock wave propagation in non-uniform media for medical applications // Shock Wave, Japan-2000: Proc. of the Symp. Bunkyo, Tokyo: Tokyo Univ., 2000. P. 617–620.
16. **Kameda M., Ichihara M., Okunitani H., Matsumoto Y.** Transient pressure wave phenomena in highly viscous liquid containing gas bubbles // Proc. of the 21st ISSW / A. F. P. Houwing, A. Paul (Eds). Canberra, Australia, 1997. V. 2. P. 917–921.

*Поступила в редакцию 16/XII 2002 г.,
в окончательном варианте — 17/II 2003 г.*