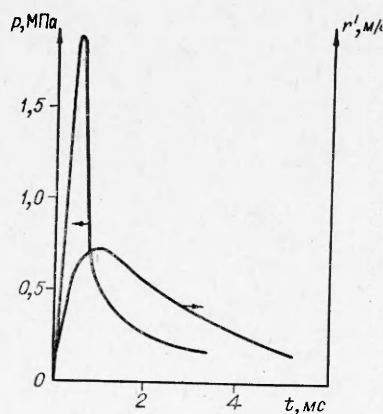


Данная система уравнений решена численно в случае взаимодействия меди с водой. Скорость роста пленки пара при $r_f = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м и давление в паровом пузырьке представлены на рисунке. Величина внешнего давления p вычислялась по формуле (4), а значение $\varepsilon_f = 0,8 \cdot 10^{-2}$ подбиралось на основании экспериментальных данных [7]. Максимальная расчетная величина давления равна 1,98 МПа. По данным [7], при взаимодействии расплавленной капли меди с водой величина импульса давления колебалась от 0,7 до 1,5 МПа, длительность импульса равна 0,4—1 мс, в расчете — 0,3 мс.



Таким образом, с помощью предложенной методики можно рассчитывать величину максимального акустического импульса, возникающего при паровом взрыве.

Поступила в редакцию 15/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Cronenberg. Nuclear Safety, 1980, 21, 319.
2. Ю. К. Букша, Ю. Е. Багдасаров, И. А. Кузнецов. Атомная энергия, 1976, 41, 1, 9.
3. Витте, Бейкер, Хейверт. Тр. Амер. о-ва инж.-механ. Сер. С. Теплопередача. № 4, 1968.
4. В. П. Скрипов. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
7. W. Zyszkowski. Nuclear Safety, 1977, 33, 40.

ФОРМИРОВАНИЕ СУЛТАНА ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ТОРОИДАЛЬНОГО ЗАРЯДА

Б. П. Басов, А. А. Дорфман, А. С. Левин, Б. В. Левин,
А. А. Поплавский, А. А. Харламов

(Новоалександровск)

Известно, что при подводном взрыве формируется султан — вертикальный выброс жидкости в атмосферу. Исследования султана, образующегося при взрыве сферического и прямолинейного шнурового зарядов, выполнены в работах [1—4].

Образование султана при взрыве заряда тороидальной формы изучено в меньшей степени. Эта задача представляет интерес главным образом в связи с тем, что при определенных условиях газовый пузырь, формирующийся в результате взрыва сферического (шнурового) заряда, в процессе эволюции принимает форму тора. В работе [3] приведены результаты экспериментального исследования, позволяющие сделать качественный анализ явления. В [5] выполнено численное моделирование плоской задачи при малых заглублениях заряда. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию султана, обусловленного взрывом тороидального заряда.

Пусть в жидком полупространстве произведен взрыв заряда тороидальной формы, расположенного в плоскости, параллельной невозмущенной свободной поверхности жидкости. Будем считать, что радиус коль-

цевой оси тора равен a , радиус поперечного сечения заряда составляет R_0 , глубина погружения заряда равна H .

Для определения характерного горизонтального размера султана применим линеаризованную гидродинамическую модель [4]. Определим движение идеальной несжимаемой невесомой жидкости в области, ограниченной свободной поверхностью и границей пузыря. Будем считать течение потенциальным, тогда задача сведется к определению гармонической функции, удовлетворяющей краевым условиям на свободной поверхности, границе пузыря и на бесконечности, а также нулевым начальным условиям.

Предположим, что заряд значительно удален от свободной поверхности жидкости $H/R_m > 1$ (R_m — максимальный радиус газового пузыря), а радиус его осевой линии превосходит максимальный радиус пузыря $a/R_m > 1$. Это допущение позволяет считать, что движение пузыря вызывается малое возмущение жидкости вблизи границы в течение рассматриваемого промежутка $t < T_m$ (T_m — время достижения пузырем максимального радиуса). Отсюда следует возможность выполнить линеаризацию кинематического и динамического краевых условий на свободной поверхности и поставить их на плоскости, соответствующей равновесному состоянию жидкости. Кроме того, приведенное предположение дает возможность пренебречь влиянием свободной поверхности на динамику пузыря.

Можно показать, что потенциал, удовлетворяющий динамическому условию на свободной поверхности и кинематическому условию на границе пузыря, выражается формулой

$$\varphi = \frac{1}{2} (\dot{R}^2) \begin{cases} \ln \sqrt{\frac{[(z+H)^2 + (r-a)^2][(z+H)^2 + (r+a)^2]}{[(z-H)^2 + (r-a)^2][(z-H)^2 + (r+a)^2]}}, & \nu = 1, \\ K \left(\sqrt{\frac{4ar}{(z+H)^2 + (r+a)^2}} \right) - K \left(\sqrt{\frac{4ar}{(z-H)^2 + (r+a)^2}} \right), & \nu = 2, \\ \frac{K \left(\sqrt{\frac{4ar}{(z+H)^2 + (r+a)^2}} \right)}{\sqrt{(z+H)^2 + (r+a)^2}} - \frac{K \left(\sqrt{\frac{4ar}{(z-H)^2 + (r+a)^2}} \right)}{\sqrt{(z-H)^2 + (r+a)^2}}, & \nu = 2, \end{cases}$$

где R — радиус газового пузыря; z — вертикальная координата, отсчитываемая от невозмущенной свободной поверхности; r — горизонтальная координата, отсчитываемая от плоскости (оси) симметрии и составляющая с осью z прямоугольную систему координат; ν — параметр, принимающий значения 1 или 2 для случая плоской или осевой симметрии соответственно; K — полный эллиптический интеграл первого рода; точка над переменной величиной — символ дифференцирования по времени.

Форма свободной поверхности жидкости определяется соотношениями

$$\eta = H (R^2 - R_0^2) \begin{cases} \frac{1}{H^2 + (r-a)^2} + \frac{1}{H^2 + (r+a)^2}, & \nu = 1, \\ \frac{aE \left(\sqrt{\frac{4ar}{H^2 + (r+a)^2}} \right)}{[H^2 + (r-a)^2] \sqrt{H^2 + (r+a)^2}}, & \nu = 2, \end{cases} \quad (1)$$

где η — отклонение свободной поверхности от равновесного состояния; E — полный эллиптический интеграл второго рода. Графическая иллюстрация зависимостей (1) представлена на рис. 1. Анализ формулы (1) и рис. 1 дает возможность утверждать, что могут быть реализованы два типа султанов: кольцевой и кумулятивный. Это согласуется с выводами работ [3, 5] и говорит об адекватности предложенной модели.

Для замыкания задачи о движении свободной поверхности жидкости рассмотрим развитие газового пузыря. Будем исходить из уравнений динамики полости, предложенных в работах [6, 7]. Ограничиваясь при-

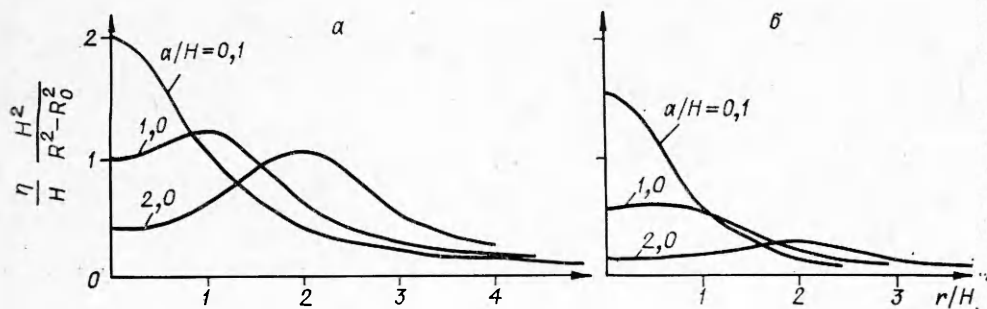


Рис. 1. Форма возмущенной поверхности при $\nu = 1$ (а) и $\nu = 2$ (б).

ближением несжимаемой жидкости, запишем уравнение для R в виде

$$R\ddot{R} + \alpha\dot{R}^2 = \beta \frac{p_g - p_0}{2\rho},$$

где

$$\alpha = \begin{cases} 1, & \nu = 1, \\ 2 - \frac{1}{\ln 8a/R}, & \nu = 2; \end{cases} \quad \beta = \begin{cases} 1, & \nu = 1, \\ \frac{2}{\ln 8a/R}, & \nu = 2; \end{cases}$$

$p_g = p_*(R_0/R)^{2\gamma}$ — давление в пузыре; γ — эффективный показатель адиабаты газообразных продуктов взрыва; $p_0 = \rho g(p_A + H)$ — гидростатическое давление на глубине H ; p_A — атмосферное давление; ρ — плотность жидкости; g — ускорение силы тяжести.

Введем переменную $\xi = R^2/2$, тогда после преобразований получим

$$\dot{R}^2 = \frac{\nu\beta}{2} \frac{p_0}{\rho} \frac{1}{R^2} \left\{ R_m^2 - R^2 + \frac{p_*}{\nu(\gamma-1)} \frac{R_0^{2\gamma}}{p_0} \left[\frac{1}{R_m^{2(\gamma-1)}} - \frac{1}{R^{2(\gamma-1)}} \right] \right\}. \quad (2)$$

На основании уравнения для ξ , а также результатов работ [6, 7] выражение для максимального радиуса газового пузыря может быть записано следующим образом:

$$R_m = AR_0(1 + H/p_A)^{-1,2} F, \quad (3)$$

где A — константа для данного типа ВВ, характеризующая долю энергии взрыва, расходуемую на расширение пузыря; $F = 1$ при $\nu = 1$ и является функцией параметра a/R_0 при $\nu = 2$. Совокупность формул (1)–(3) решает задачу об изменении формы возмущения вдоль свободной поверхности при формировании султана.

Определим условия, при которых максимальный подъем жидкости в плоскости (на оси) симметрии принимает наперед заданное значение η_K . Примем во внимание неравенство $R_m \gg R_0$ и воспользуемся формулами (1), (3). Тогда получим уравнение для глубины взрыва H_K , при которой реализуется η_K :

$$\frac{1}{2} \frac{(H_K^2 + a^2)}{A^2 R_0^2} \left(1 + \frac{H_K}{p_A} \right) \frac{\eta_K}{H_K} = \begin{cases} 1, & \nu = 1, \\ \frac{\pi}{4} \frac{aF^2}{\sqrt{H_K^2 + a^2}}, & \nu = 2. \end{cases} \quad (4)$$

Анализ показывает, что в случае $a > a_*$ уравнение (4) не имеет положительных корней, т. е. султан представляет собой кольцевое возмущение свободной поверхности. Величина a_* определяется по формуле

$$a_* = \begin{cases} AR_0 \sqrt{\frac{2p_A}{\eta_K}}, & \nu = 1, \\ \sqrt{\sqrt{\frac{9}{4} p_A^4 + \left(\frac{\pi}{2} \frac{A^2 R_0^2 F^2 p_A}{\eta_K} \right)^2} - \frac{3}{2} p_A^2}, & \nu = 2. \end{cases}$$

Если $a < a_*$, то приближенное решение уравнения (4) имеет вид

$$H_K = \begin{cases} \left. \begin{aligned} & \sqrt{\frac{2\rho_A A^2 R_0^2}{\eta_K} - a^2}, & \frac{H}{P_A} \gg 1 \\ & \frac{A^2 R_0^2}{\eta_K} + \sqrt{\frac{A^4 R_0^2}{\eta_K^2} - a^2}, & \frac{H}{P_A} \ll 1 \end{aligned} \right\} \nu = 1, \\ \left. \begin{aligned} & \sqrt{\left(\frac{\pi}{2} \frac{A^2 R_0^2 F^2 a P_A}{\eta_K}\right)^{2/3} - a^2}, & \frac{H}{P_A} \gg 1 \\ & \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{a A^2 R_0^2 F^2}{\eta_K} \cos\left[\frac{1}{3} \arccos\left(-\frac{\sqrt{27} \eta_K a}{\pi A^2 R_0^2 F^2}\right)\right] + a^2}, & \frac{H}{P_A} \ll 1 \end{aligned} \right\} \nu = 2. \end{cases}$$

Для исследования движения султана в вертикальном направлении применим метод подобия и размерности [8]. Ограничимся рассмотрением малых значений времени, когда влиянием силы тяжести и сопротивлением воздуха на движение султана можно пренебречь. Тогда для определения движения вершины султана η_0 может быть записано соотношение

$$\eta_0 = f(E, \rho, c, t, H, a), \quad (5)$$

где E — полная энергия заряда; c — скорость звука в воде.

Введем безразмерные переменные

$$\Pi_1 = \eta_0/a; \quad \Pi_2 = (Et^2/2\pi a \rho)^{1/2} \cdot 1/H^2; \quad \Pi_3 = E/2\pi a^3 \rho c^2. \quad (6)$$

Тогда связь (5) может быть представлена в виде

$$\Pi_1 = f(\Pi_2, \Pi_3). \quad (7)$$

Экспериментальное исследование проведено путем применения электроразряда. Торoidalная газовая полость формировалась многоэлектродным разрядником [9], имеющим форму кольца и установленным в бассейне на глубине H под поверхностью воды. В опытах фиксировалась высота султана η_0 . Для регистрации процесса использовалась кинокамера СКС-1М со стабилизированной скоростью съемки

Измеренная высота кумулятивного султана η_0 (мм)

t, мс	H, мм						
	25	30	40		50	60	
	E = 1250 Дж		E = 800 Дж	E = 450 Дж	E = 1250 Дж		
0,23	32,5	30,0	—	—	—	—	—
0,46	36,2	32,5	13,7	—	—	—	—
0,69	42,5	33,7	16,2	10,0	—	—	—
0,92	51,2	35,0	20,0	11,2	7,5	—	—
1,15	62,5	42,5	22,5	13,7	8,8	—	—
1,38	70,0	47,5	25,0	15,0	10,0	14,0	—
1,61	77,5	57,5	27,5	15,0	10,0	15,5	—
1,84	87,5	62,5	32,5	18,7	11,3	16,5	—
2,07	97,5	68,7	35,0	20,0	12,5	18,0	13,8
2,30	105,0	75,0	37,5	22,5	12,5	19,5	15,0
2,53	107,5	80,0	38,7	23,7	12,5	21,0	16,0
2,76	116,3	87,5	42,5	25,0	13,8	22,0	17,0
2,99	122,3	92,5	45,0	25,0	13,8	22,0	18,5
3,22	123,8	100,0	47,5	26,2	15,0	23,5	19,5
3,45	123,8	107,5	51,2	27,5	15,0	24,5	19,5
3,68	126,3	112,5	53,7	30,0	15,0	27,5	20,5
3,91	127,5	117,5	55,0	30,0	15,0	27,5	22,0
4,14	—	120,0	58,0	31,2	15,0	30,0	23,0
4,37	—	125,0	62,5	33,7	16,3	30,0	23,0
4,60	—	127,5	65,0	35,0	16,3	30,0	24,0

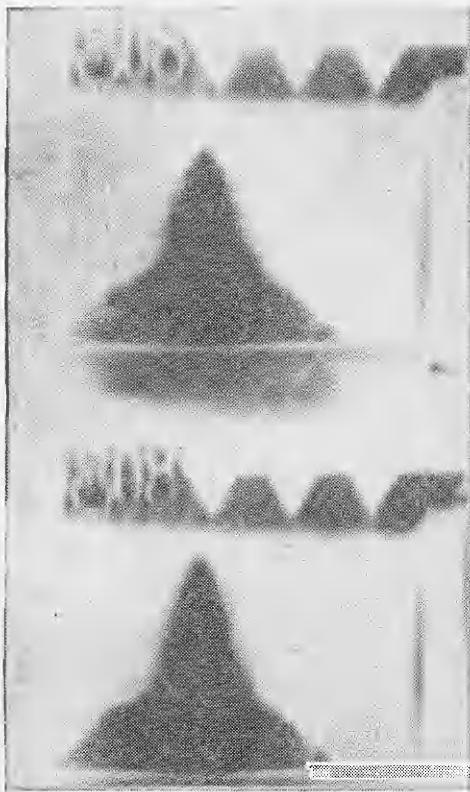


Рис. 2. Образец кинограммы развития султана ($v = 2$, $\Delta t = 0,23$ мс).

батареи составляла 25 мкФ, напряжение в опытах изменялось от 6 до 10 кВ. В экспериментах энергия тороидального электроразрядника E варьировалась от 450 до 1250 Дж, глубина погружения — от 25 до 60 мм.

Радиус кольцевой оси тора составлял 28 мм. Высота султана в кадре не превышала 15 см, а скорость подъема в различных опытах составляла от 5 до 23 м/с. Образец кинограммы развития султана приведен на рис. 2, результаты экспериментальных исследований даны в таблице.

Обработка опытных данных показывает, что для искомой функции (7) справедливо степенное представление

$$\Pi_1 = k\Pi_2\Pi_3^{1/2}. \quad (8)$$

При этом следует отметить, что величина каждого из безразмерных параметров Π примерно равна единице для условий эксперимента. Это свидетельствует о существенном влиянии предложенных параметров на исследуемый процесс [8].

На основании (8) и (6) получаем закон движения вершины султана в виде

$$\eta_0 = A_1 Et/aH^2, \quad (9)$$

где A_1 — коэффициент пропорциональности. Размерность константы $A_1 = k/2\pi r_0$ определяется из закона подобия, а численное значение — из эксперимента: $A_1 = 5,6 \cdot 10^{-7}$ м · с/кг. На рис. 3 представлены экспериментальные точки и аппроксимирующая зависимость (9).

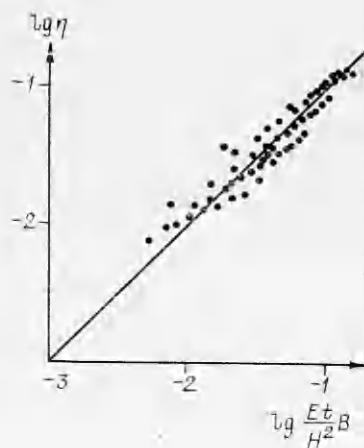


Рис. 3. Зависимость высоты султана от параметра $B \frac{Et}{H^2}$ ($B = \frac{A_1}{a}$) (линия — автомодельное решение).

4300 кадр/с. Интервал между кадрами составлял 0,23 мс, ошибка измерения высот и временных интервалов не превышала 5%.

Для инициирования разрядов длительностью около 10 мкс использовался игнитрон ИРТ-3. Емкость конденсаторной

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. М.: ИЛ, 1950.
2. В. П. Коробейников, Б. Д. Христофоров.— В кн.: Гидродинамика (Итоги науки и техники). Т. 9. М., 1976.
3. В. К. Кедринский. ПМТФ, 1978, 4.
4. Б. И. Басов, А. А. Дорфман, Б. В. Левин и др. Вулканология и сейсмология, 1981, 1.
5. В. К. Кедринский. Докл. АН СССР, 1973, 212, 2.
6. В. К. Кедринский, В. Т. Кузавов. ПМТФ, 1977, 4.
7. В. К. Кедринский. ПМТФ, 1977, 3.
8. Г. И. Баренблатт. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. М.: Гидрометеиздат, 1978.
9. А. С. Левин, В. Л. Мирандов. Сейсмоакустические методы в морских инженерно-геологических изысканиях. М.: Транспорт, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ СДВИГА НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДЫХ ВВ

Ю. В. Батъков, С. А. Новиков, Н. Д. Фишман
(Москва)

Согласно общепринятой в настоящее время тепловой теории, возбуждение взрывчатого превращения при ударе происходит при неоднородном разогреве взрывчатого вещества в локальных очагах — «горячих точках». Среди обсуждаемых в литературе известны механизмы образования «горячих точек» при достижении в ВВ критических напряжений сдвига. В работе [1] приведены экспериментальные значения прочностных характеристик некоторых твердых ВВ, расположенные в порядке повышения чувствительности к удару. Результаты этой работы ограничены скоростями удара до 100 м/с. Одной из причин образования «горячих точек» при ударно-волновом нагружении также является трение на поверхностях сдвига при разрушении локальных объемов ВВ [2]. С величиной критических напряжений сдвига связан вязкопластический механизм образования «горячих точек» (например, [3]).

В соответствии с известными результатами исследования инертных материалов, величина критических напряжений сдвига в твердых ВВ при ударно-волновом нагружении должна зависеть от амплитуды давления на фронте волны.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости критических напряжений сдвига на фронте ударной волны (УВ) в литом ТНТ плотностью $\rho_0 = 1,6$ г/см³ и составе ТГ 50/50 с $\rho_0 = 1,65$ г/см³ от величины давления ударного сжатия в диапазоне до 4,0 ГПа, т. е. до начала возбуждения взрывчатого превращения. Получены данные об ударных адиабатах «холодных» ВВ в этой области давлений.

В работе использовался метод непосредственной регистрации напряжений сдвига τ при ударном сжатии, где τ определяется разностью напряжений, действующих по нормали (σ_1) и параллельно (σ_2) фронту волны [4—6],

$$\tau = (\sigma_1 - \sigma_2)/2.$$

Эти напряжения связаны с величиной гидростатического (среднего) давления в ударной волне p соотношениями

$$\sigma_1 = p + 4/3\tau, \quad \sigma_2 = p - 2/3\tau.$$

Главные напряжения измерялись в опытах манганиновыми датчиками, которые располагались в исследуемом ВВ в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Конструкция датчиков и методика измерения описаны в [5]. В исследуемых образцах ВВ создавались стационарные УВ с помощью взрывных устройств типа «слойки» [7]. Диапазон