

основных примесей к тройной смеси  $N_2-CO_2-H_2O$  содержали  $CO$  и  $H_2$ . Точки, соответствующие этим составам, также изображены на рис. 2.

Лучшими топливами, с точки зрения получения оптимального состава продуктов сгорания для ГДЛ, в настоящее время следует, видимо, считать системы типа  $CO-H_2-O_2-N_2$  или  $CO-H_2$ —воздух. Именно на этих составах работают самые мощные газодинамические  $CO_2$ -лазеры непрерывного действия.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность Ю. М. Петрову и В. М. Васильеву за помощь в проведении численных расчетов, а также В. М. Шмелеву за полезные обсуждения полученных результатов.

Поступила в редакцию  
28/X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Конюхов, А. П. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 11.
2. В. Н. Карнушин, Р. И. Соловьев. ФГВ, 1972, 8, 2.
3. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник. Т. 1. М., Изд-во ВИНИТИ АН СССР, 1971.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ (Справочник в 2-х томах). М.: Изд-во АН СССР, 1962.
5. R. A. Meinel. AIAA-J., 1972, 10, 4.
6. А. И. Демин, Е. М. Кудрявцев и др. Квантовая электроника, 1974, I, 3.
7. S. John. Vamos. AIAA-th Aerospace Sciences Meeting. No 74-177. Washington, 1974.
8. R. Teppan, R. Vargas, S. Hadley. AIAA-th Aerospace Sciences Meeting. N 74-178. Washington, 1974.
9. Г. И. Козлов, В. Н. Иванов, А. С. Кораблев. ЖЭТФ, 1973, 65, 1(7).
10. Л. К. Беленский, В. А. Вязулин и др. Квантовая электроника, 1974, I, 2.
11. E. T. Gegg. IEEE Spectrum, 1970, 7, 11.
12. В. М. Шмелев, Н. Я. Василик, А. Д. Марголин. Квантовая электроника, 1974, I, 8.

УДК 534.222.2

#### ПОДВОДНЫЙ ВЗРЫВ ГАЗОВОЙ СМЕСИ КАК ИСТОЧНИК ВОЛН ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

C. M. Когарко, O. E. Попов, A. C. Новиков

(Москва)

Возможность замены конденсированного ВВ на взрывчатую газовую смесь (ВГС) при возбуждении упругих колебаний в жидкости для задач морской геологии [1] привела к необходимости всестороннего изучения подводных взрывов газовых смесей. Взрыв газовой смеси как источник волн давления в жидкости позволяет успешно проводить сейсморазведку методом отраженных волн и обладает по сравнению со взрывом конденсированного ВВ рядом достоинств, среди которых многоразовость действия и отсутствие губительного влияния на ихтиофауну.

Самым распространенным способом осуществления подводного взрыва газовой смеси является детонационное сгорание ее в полузамкнутом объеме — взрывной камере, представляющей собой трубу, открытую с нижнего конца и целиком погруженную в жидкость.

Волны давления в воде, возбуждаемые при детонации смеси пропана с кислородом в полузамкнутых объемах на небольших глубинах погружения измерялись в [2, 3]. Основное внимание в этих работах уделено выделению одиночных импульсов, поэтому большая часть данных относится к взрывам в камерах с насадками или с различным уровнем заполнения, что затрудняет нахождение обобщенных зависимостей для поля давлений, временных параметров и пр. То же самое можно сказать о работе [4], где приведены некоторые акустические характеристики взрывов смеси кислорода с водородом.

Обобщение результатов измерений поля давлений газового взрыва осложняется тем, что пиковое давление в волне, излучаемой при взрыве в полузамкнутом объеме, зависит от направления. Однако эффект направленности действия, наблюдавшийся в [2, 5] и объясняемый в [5] дифрагированием ударной волны на срезе трубы, ослабляется при увеличении расстояния от места взрыва и практически не заметен, когда углы между осью взрывной камеры и направлением, в котором производятся измерения, не слишком малы. Если не рассматривать область непосредственно под взрывной камерой, то источник можно считать ненаправленным на расстояниях, больших по сравнению с характерными размерами камеры. Самостоятельный интерес представляют измерения параметров волн сферического взрыва при различных начальных давлениях и объемах газовой смеси и сравнение их с параметрами волн при взрыве в полузамкнутом объеме.

В данной работе приведены результаты измерений параметров волн в воде при детонации различных объемов смесей  $C_3H_8+5O_2$  и  $2H_2+O_2$  на глубинах до 80 м, полученные авторами в 1966—1969 гг. и представленные в обобщенной форме.

Измерение поля давлений для взрывов в полузамкнутых объемах производилось в большинстве случаев в области, где направленностью газового взрыва можно было пренебречь. Сферические взрывы осуществлялись в тонкостенных резиновых оболочках, удерживаемых специальным каркасом. Для малых объемов взрываемых смесей (до  $0,5 \cdot 10^{-3} m^3$ ) измерения волн проводились также в лабораторном бассейне, позволяющем вести одновременно и фотографическую регистрацию движения продуктов взрыва.

Для регистрации давления использовались малогабаритные цилиндрические гидрофоны из пьезокерамики с собственной частотой выше 100 кГц. Конструкция гидрофонов аналогична описанной в [6]. Записи велись на осциллографах С1-35 и ОК-24 с дополнительным предусилителем, частотная характеристика которого равномерна до 200 кГц, а входное сопротивление около 100 мОм. Постоянная времени входной цепи гидрофона — предусилитель составляла примерно 1 с и контролировалась в каждой серии опытов методом эквивалентного заряда [7]. Такая процедура сразу позволяла обнаружить повреждение измерительного гидрофона и предупреждала возможность искажения записи давление — время за счет ограничения полосы пропускания приемного тракта со стороны низких частот. Для снижения уровня паразитных сигналов гидрофон с предусилителем соединялся вибростойким кабелем АВК-1. Гидрофоны тарировались ударными волнами, амплитуды которых рассчитывались по их скорости, измеренной в условиях ударной трубы.

При тарировках и при измерении параметров основной волны взрыва процесс с экрана осциллографа фотографировался на неподвижную пленку. В тех случаях, когда было необходимо получить лучшее временное разрешение с одновременной фиксацией всех пульсаций газового пузыря, применялась развертка процесса на врачающуюся пленку барабанного фоторегистратора. Запуск собственной развертки осциллографа или подсвет лучей в случае механической развертки осу-

ществлялся от отдельного пускового пьезодатчика, установленного на взрывной камере. Для увеличения полезной длины записи между датчиком и осциллографом включался блок регулируемых задержек.

На рис. 1 приведена типичная осциллограмма давления, полученная на осциллографе ОК-24 с использованием механической развертки. По осциллограмме давления определялось пиковое давление в основной волне  $p_m$  и при пульсациях газового пузыря  $p_i$ , продолжительность положительной фазы волны  $\tau_+$ , длительность первой и последующих пульсаций пузыря  $T_i$ . Величины удельного импульса  $I$  и плотности потока энергии в волне  $\epsilon$ , определяемые для области сжатия соотношениями

$$I = \int_0^{\tau_+} p(t) dt, \quad (1)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\rho_0 c_0} \cdot \int_0^{\tau_+} p^2(t) dt, \quad (2)$$

рассчитывались после оцифровки записей давление — время на ЭВМ «Мир»-1. Через  $p(t)$  обозначено избыточное давление, а  $\rho_0 c_0$  — акустическое сопротивление воды.

### Поле давлений

На рис. 2 представлены результаты измерений полей давления при детонации газовых смесей в полузамкнутых и сферических объемах. Здесь же нанесены данные [4] для взрыва смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в полузамкнутом объеме при аналогичной геометрии излучения (т. е. при заполнении взрывной камеры до обреза в отсутствие каких-либо насадок) и значение давления в волне от сферического взрыва с энергией  $\sim 40$  ккал, приведенное в работе [3].

Для обработки использованы следующие обобщенные переменные:  $P^0 = p_m/q$  — безразмерное пиковое давление,  $R^0 = r/V^k$  — приведенное безразмерное расстояние. Здесь  $V$  — объем взрывчатой газовой смеси,  $r$  — расстояние от места взрыва,  $q$  — объемная плотность энергии ВГС, определяемая соотношениями теории детонации

$$q = \frac{p_v}{k-1} = \frac{\rho_c D^2}{2(k^2-1)}, \quad (3)$$

где  $p_v$  — давление взрыва;  $k$  — показатель политропы продуктов;  $\rho_c$  — плотность смеси;  $D$  — скорость детонации.

Переменная  $P^0$  учитывает изменения давления при изменении глубины погружения взрывной камеры и при изменении состава взрывчатой смеси. Переменная  $R^0$  учитывает влияние количества газовой смеси и расстояние от места взрыва на параметры волны.

Эксперимент показывает, что при фиксированном  $R^0$  пиковое давление в волне сферического взрыва оказывается выше. Это объясняется тем, что при взрыве одинакового объема газовой смеси в трубе уменьшается излучающая поверхность по сравнению с поверхностью сферы.

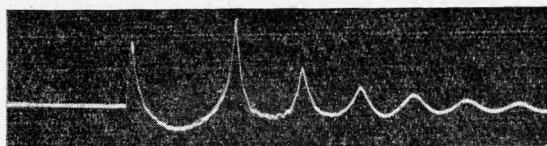


Рис. 1. Типичная регистрация давление — время волны газового взрыва в жидкости,  $p_m=0,96$  бар,  $p_1=1,32$  бар,  $T_1=21,5 \cdot 10^{-3}$  с.

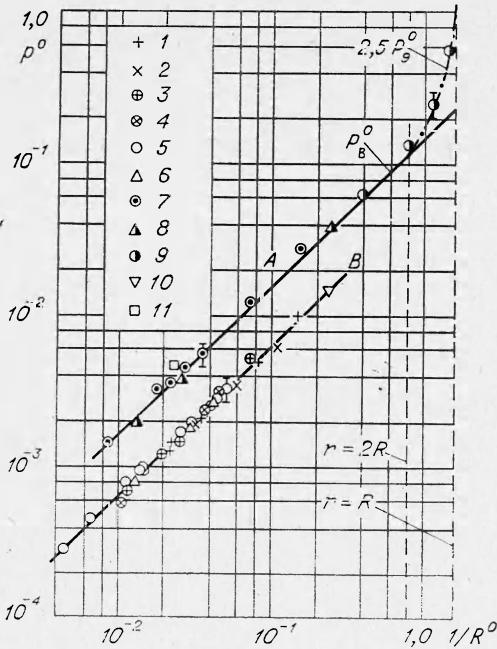


Рис. 2. Зависимость безразмерного пикового давления от обратной величины приведенного расстояния.

Объем смеси  $V \cdot 10^3$ , м<sup>3</sup>: 1 — 34; 2 — 15; 3 — 4,5; 4 — 3,3; 5 — 0,2 + 2,6; 6 — 2,6(2H<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>); 7 — 2,6; 4,2; 9,4 (сферический объем); 8 — 2,6(2H<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>, сферический объем); 9 — 0,2 (сферический объем в бассейне); 10 — 12(2H<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>) [4]; 11—13 (сферический объем [3]).

продукты детонации — жидкость  $p_g$  в момент распада взрыва в начальных условиях независимо от геометрии практически равно давлению отражения детонационной волны от жесткой стенки [8]:

$$p_r = 2,5p_g,$$

где  $p_g$  — давление в точке Жуге.

Согласно [8], можно ожидать, что поле давлений при детонации, начиная с некоторых расстояний, будет совпадать с полем мгновенного взрыва. Аналогичное допущение кладется в основу при расчете поля подводного взрыва ВВ методом Кирквуда — Бете [7]. На рис. 2 поле давлений сферического мгновенного взрыва ВГС показано прямой А. Эта зависимость получена расчетом, в котором использовано квазиакустическое приближение [9]. Избыточное давление в волне согласно этому приближению можно записать как

$$\Delta p = \frac{R}{r} \left[ \Delta p_g + \frac{1}{2} \rho_0 \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \left( 1 - \frac{R^3}{r^3} \right) + \left. \frac{R}{\rho_0 c_0} \frac{dp}{dt} \right|_{r=R} \left( 1 - \frac{1}{c_0} \frac{dR}{dt} \right) \right], \quad (5)$$

где  $\Delta p = p(r, t) - p_0$ ;  $\Delta p_g = p_g(R, t - \frac{r-R}{c_0}) - p_0$ .

С помощью этого выражения давление в любой точке жидкости определяется по величине  $p_r$  на поверхности газовой сферы с учетом времени запаздывания  $(r-R)/c_0$ .

При определении пикового давления в предположении мгновенно-го взрыва в квадратных скобках выражения (5) останется только пер-

Уменьшение давления можно оценить в области, где направленность отсутствует, по соотношению

$$p_t/p_c \sim (S_t/S_c)^{1/2} = 0,43(d/l)^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь  $d$  — диаметр трубы, а  $l$  — ее длина,  $S_t$  и  $S_c$  — площади излучающих поверхностей (трубы и сферы соответственно).

Соотношение (4) подтверждается для камер с  $l/d=1$  сравнением относительного давления в волне при взрыве в трубе с давлением при сферическом взрыве ( $V=2,6$  л,  $r=3$  м). На рис. 3 показана зависимость относительного давления от направления, определяемого углом  $\theta$ , где  $p_{m0}$  и  $p_m$  — пиковые давления, измеренные по направлению оси камеры и под углом  $\theta$  к ней, соответственно. Пиковые давления отличаются в области, где направленностью полузамкнутого объема можно пренебречь, но близки в области малых  $\theta$ . Это следует из того, что давление на границе раздела

вый член. Опуская алгебраические преобразования, с учетом (3) найдем

$$P^0 = A/R^0, \quad (6)$$

где  $A = A_1 = 0,149$ .

Экспериментальные точки хорошо согласуются с расчетом только при  $R^0 > 1,25$ , что соответствует расстояниям, большим, чем двойной начальный радиус заряда. В этой области зависимость давления от расстояния акустическая, тогда как в непосредственной близости от пузыря давление падает быстрее, чем по акустическому закону.

Полученные данные показывают, что общие закономерности поля давлений взрыва в полузамкнутом объеме качественно следуют закономерностям сферического взрыва.

При определении количественной обобщенной зависимости типа (6) для полузамкнутого объема необходимо выполнение подобия по  $l/d$  в случае различных взрывных камер. Расчетное значение константы  $A_2$  составляет 0,064 для камеры с  $l/d = 1$ , а поле давлений, соответствующее этой константе, показано на рис. 2 прямой  $B$ . Теоретически ожидается, что для каждого значения  $l/d$  будет свое значение константы  $A$ . Однако опыт показывает, что для камер с малым удлинением до  $l/d = 3$  экспериментальные результаты можно описать зависимостью (6), где константа

$$A_2 = 0,062 \pm 0,006$$

(при доверительной вероятности 0,9).

Приведенные результаты обобщают данные измерений полей давления при подводных взрывах газовых смесей. Однако следует учитывать, что указанные выше соотношения нельзя применять при условиях излучения, отличных от рассматривавшихся, например для не полностью заполненных взрывных камер или для камер с различными насадками. При этом может не только снизиться амплитуда волн, но и измениться их форма.

#### Период пульсаций и длительность положительной фазы волны

Результаты измерений временных характеристик волн (длительности первой пульсации  $T_1$  и положительной фазы  $\tau_+$ ) представлены на рис. 4 в зависимости от обобщенной безразмерной переменной  $\rho_0^{1/2} V^{1/3} / p_0^{1/2}$ , учитывающей зависимость длительности пульсации от изменения количества взрывчатой смеси и начального давления.

Штрих-пунктирной прямой на рис. 4 представлены результаты численного интегрирования уравнений гидродинамики методом Кирквуда — Бете для пульсаций пузыря продуктов взрыва смеси пропан — кислород, полученные в работе [10]. Видно, что метод Кирквуда — Бете, удовлетворительно описывающий подводный взрыв конденсированного ВВ [7], а также «физический взрыв» — расширение скатого под высоким давлением газа [11], — для детонации ВГС дает завышенные значения периодов пульсаций.

Причина такого расхождения теории и эксперимента, по-видимому, заключается в том, что в расчетах пренебрегается теплопередачей от продуктов детонации к окружающей жидкости. Потери энергии из-за

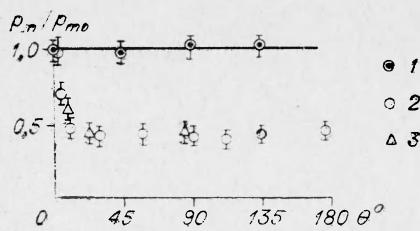


Рис. 3. Распределение относительной амплитуды волн по углам;  $V = 2,6 \times 10^{-3} \text{ м}^3$ ,  $l/d = 1$ .  
1 — сферический объем  $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ ; 2 — полузамкнутый объем  $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ ; 3 — полузамкнутый объем  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ .

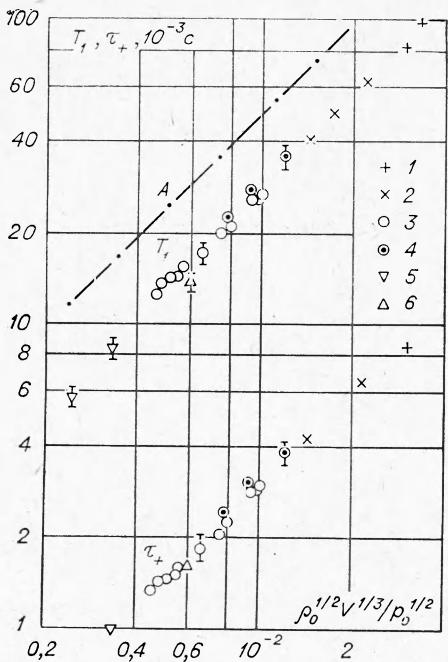


Рис. 4. Период пульсации и длительность фазы сжатия.

Объем смеси  $V \cdot 10^3$ , м<sup>3</sup>: 1 — 34; 2 — 15; 3 — 2,6; 4 — 2,6; 4,2; 9,4 (сферические взрывы); 5 — 0,2 (взрыв в полузамкнутом объеме в море); 6 — 0,2 (взрыв в полузамкнутом объеме в лабораторном бассейне).

малой степени расширения и близкой к ВВ начальной температуре продуктов детонации  $\sim 3600$  К.

Сравнительно малые потери энергии за счет теплопередачи для ВВ позволяют рассчитывать периоды пульсаций, исходя из предположения, что единственным источником потерь энергии из пузыря является излучение ударной волны. Такой подход использовался в работах [7, 9, 10, 13], и результаты расчетов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, из которых следует, что с ударной волной уносится около 50% энергии взрыва конденсированного ВВ.

В случае взрыва газовой смеси энергия, уносимая ударной волной, не превышает 2% при начальном давлении 4 бар, а основной вклад в потери энергии вносят теплоотдача, а также турбулентность, усиливающая теплопотери в моменты времени, когда сжимающийся пузырь приближается к минимальному размеру. Турбулизация течения возникает из-за неустойчивости сферической границы раздела при сжатии пузыря [14]. Анализ полученных результатов показывает, что процесс пульсации пузыря продуктов детонации ВГС нельзя рассматривать как адиабатический, поэтому расчеты [10] применимы к этому процессу только в качестве оценочных.

Проведенные измерения показали, что в диапазоне изменения объемов газовых смесей  $2,6 \leq V \leq 34$  л и давлений  $1,5 \leq p_0 \leq 9$  бар экспериментальные значения могут быть представлены соотношениями

$$T_1 = (2,8 \pm 0,1) \rho_0^{1/2} V^{1/3} / p_0^{1/2}, \quad (7)$$

$$\tau_+ = (0,29 \pm 0,03) \rho_0^{1/2} V^{1/3} / p_0^{1/2}, \quad (8)$$

где  $T$  и  $\tau$  [с],  $V$  [м<sup>3</sup>],  $p_0$  [Н/м<sup>2</sup>],  $\rho_0$  [кг/м<sup>3</sup>].

теплопередачи отсутствуют при «физическому взрыве» и невелики по сравнению с энергией, уносимой ударной волной, для взрыва конденсированного ВВ.

Такой вывод можно сделать, проанализировав процесс пульсационного движения продуктов детонации ВВ и ВГС при одинаково выделившихся энергиях. Сравнение степени расширения и периода пульсации продуктов детонации ВГС с данными о расширении пузыря продуктов взрыва тэнга малого веса [12] показывает, что максимальные размеры пузыря и периоды пульсации в том и другом случае близки. Это достигается за счет большой степени расширения продуктов ВВ ( $V_m/V_0 \sim 1000$ ) и заметно меньшей у ВГС ( $V_m/V_0 \sim 40$  для смеси  $C_3H_8 + 5O_2$ ). Так как основной вклад в период пульсации вносит расширение с малой скоростью при объеме продуктов, близком к максимальному, то для ВВ градиент температуры на границе газ — вода оказывается малым в течение почти всего времени контакта. Для ВГС градиент температуры значителен из-за

Влияние тепловых и механических потерь энергии приводит к тому, что соотношение для периода пульсации справедливо лишь в ограниченном диапазоне изменения переменных, в частности для камер с  $l/d \leq 3$  и не слишком малых объемов. Удлинение, а также уменьшение объема камеры приводят к систематическому уменьшению периода пульсаций по сравнению с (7).

Результаты измерений  $T$  и  $\tau$  представлены для одной ВГС пропан — кислород в целях удобства сравнения с имеющимися в литературе данными. При необходимости обобщить эти результаты для смесей различного состава нужно учесть, что

$$\tau \sim \rho_0^{1/2} (q/p_0)^{1/3} V^{1/3} / p_0^{1/2}. \quad (9)$$

Это соотношение следует из теории размерности и подобия и справедливо во всех случаях, когда временные характеристики полностью определяются энергией и начальным давлением. В соответствии с (9) можно ожидать, что период пульсации смеси с меньшей объемной плотностью энергии  $q_2$  вместо  $q_1$  при одинаковых объемах уменьшается в  $(q_1/q_2)^{1/3}$  раз. Это в действительности и наблюдается. В частности, период пульсации и длительность фазы сжатия смеси водорода с кислородом примерно на 30% меньше, чем смеси пропана с кислородом.

#### Удельный импульс и плотность потока энергии

Пользуясь тем, что  $p_m \sim qV^{1/3}/r$ , а также условием (9), найдем, что удельный импульс фазы сжатия волны газового взрыва

$$I \sim \rho_0^{1/2} \frac{q^{4/3}}{r} \cdot \frac{V^{2/3}}{p_0^{5/6}}. \quad (10)$$

Для одной и той же смеси  $q \sim p_0$  и соотношение упрощается

$$I = B \cdot p_0^{1/2} V^{2/3} / r. \quad (11)$$

На рис. 5 представлены вычисленные по экспериментальным зависимостям давление — время значения удельных импульсов. Использованы безразмерные координаты  $I^0 = I / (\rho_0^{1/2} p_0^{1/2} V^{1/3})$  и  $1/R^0$ . Обработка данных дает значения константы:  $B_1 = 38 \pm 4$  для сферического взрыва,  $B_2 = 15 \pm 2$  для взрыва в полузамкнутом объеме. Здесь  $I^0$  [кг/(с·м)],  $p_0$  [Н/м<sup>2</sup>],  $V$  [м<sup>3</sup>],  $r$  [м].

Плотность потока энергии в общем случае различных газовых смесей

$$\varepsilon \sim \frac{1}{\rho_0 c_0} \cdot \frac{\rho_0^{1/2} q^{7/3}}{p_0^{5/6}} \cdot \frac{V}{r^2}, \quad (12)$$

а для одной и той же смеси

$$\varepsilon = C \cdot \frac{1}{\rho_0 c_0} p_0^{3/2} V / r^2. \quad (13)$$

На рис. 6 представлены плотности потока энергии с использованием безразмерных координат  $\varepsilon^0 = \varepsilon \rho_0 c_0 / p_0^{3/2} V^{1/3}$  и  $(1/R^0)^2$ . Значения

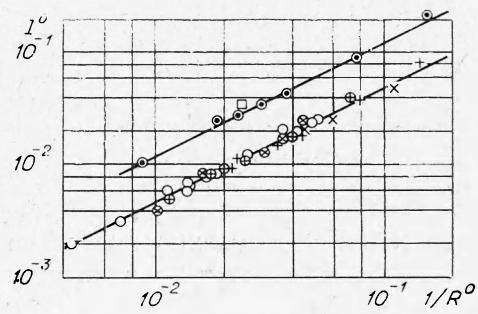


Рис. 5. Зависимость безразмерного импульса фазы сжатия от обратной величины приведенного расстояния.  
Объем смеси  $V \cdot 10^3$ , м<sup>3</sup>: 1 — 34; 2 — 15; 3 — 4,5;  
4 — 3,3; 5 — 0,2 — 2,6; 6 — 2,6; 4,2; 9,4 (сферические взрывы); 7 — 13 (сферический взрыв) [3].

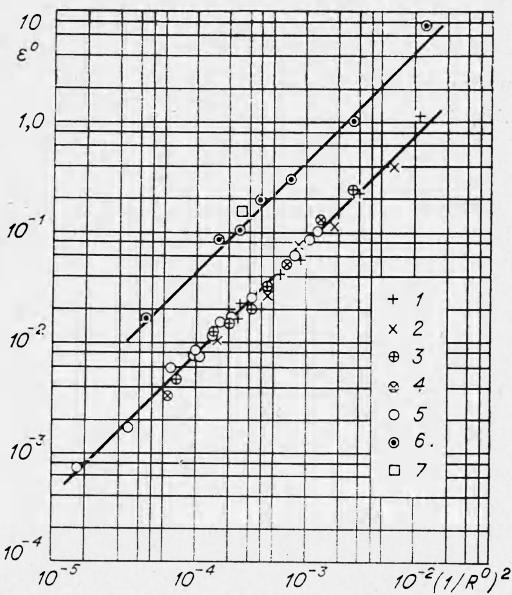


Рис. 6. Зависимость безразмерной плотности потока энергии от обратной величины квадрата приведенного расстояния. Точки соответствуют объемам смеси, указанным в подписи к рис. 5.

нотности волн сжатия и разрежения был определен интегрированием всей кривой давление — время

$$\eta = \frac{1}{\rho_0 c_0} \cdot 4\pi r^2 \int_0^\infty p^2(t) dt / qV.$$

Вычисленные значения для смеси  $C_2H_8 + 5O_2$  приведены в таблице.

Следует отметить, что, несмотря на более низкий суммарный акустический КПД по сравнению со взрывом ВВ, газовый взрыв вполне конкурентноспособен с ним в вопросах морской геологии. Это объясняется тем, что энергия газового взрыва сосредоточена в области низких частот, где спектральные уровни ее могут быть даже несколько выше, чем у ВВ.

Подведем краткие итоги проведенного исследования.

1. Найдены параметры волн давления в воде при детонации смесей  $C_2H_8 + 5O_2$  и  $2H_2 + O_2$  для сферических и полузамкнутых объемов при глубинах взрывов до 80 м. Все параметры допускают обобщение и в определенных пределах описываются одинаковыми зависимостями для взрывов различного масштаба.

2. Установлено, что в процессе пульсаций газового пузыря продуктов детонации взрывчатой газовой смеси существенную роль играет теплоотдача окружающей жидкости, уменьшающая величину периода пульсаций по сравнению с адиабатическим процессом.

постоянной  $C$  в выражении (13):  $C_1 = (2,4 \pm 0,4) \cdot 10^2$  для сферического взрыва,  $C_2 = 39 \pm 6$  для взрыва в полузамкнутом объеме.  $\epsilon$  измеряется в  $\text{Дж}/\text{м}^2$ .

Найденные плотности потока энергии первой волны сжатия позволяют определить эффективность преобразования химической энергии в акустическую. Первой волной сжатия уносится доля выделившейся энергии

$$\eta_1 = 4\pi r^2 \epsilon / qV. \quad (14)$$

Из (12) и (14) следует, что для различных взрывчатых газовых смесей  $\eta_1 \sim q^{4/3} / p_0^{5/6}$ , а для одной и той же смеси эффективность растет с ростом начального давления по закону  $\eta_1 \sim p_0^{1/2}$ .

Суммарный химико-акустический КПД последователь-

Доля выделившейся энергии взрыва, %	$p_0$ , бар					Характеристика взрыва
	1,0	2,0	4,0	6,0	8,0	
$\eta_1$	0,14	0,20	0,28	0,34	0,40	Взрыв в трубе
$\eta_1$	0,9	1,3	1,8	2,2	2,6	Сферический
$\eta$	--	4,5	5,9	--	--	»

3. Определена эффективность преобразования химической энергии взрыва газовой смеси в акустическую энергию в широком диапазоне изменения начальных параметров взрыва.

В заключение авторы благодарят Э. И. Андрианкина за полезное обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию  
5/XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Евдокимов, Б. Л. Каплан и др. Докл. АН СССР, 1962, **143**, 5.
2. М. И. Балашкандин и др. В сб. Разведочная геофизика, вып. 15. М., «Недра», 1966.
3. М. И. Балашкандин и др. В сб. Состояние и задачи разведочной геофизики. М., «Недра», 1970.
4. C. Légoü, D. Parkes, E. Sirovich. J. Acoust. Soc. Amer., 1963, **35**, 2.
5. А. В. Любимов. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1966.
6. К. А. Наугольных, Н. А. Рой. Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.
7. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
8. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
9. J. Keller, J. Kolodner. J. Appl. Phys., 1956, **27**, 10.
10. В. М. Любощиц, В. Е. Первушин. МЖГ, 1971, 2.
11. L. Neisskroftt, I. Glass. Phys. Fluids, 1968, **11**, 10.
12. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1960, 2.
13. A. Agons, D. Yellie. Rev. Mod. Phys., 1948, **20**, 3.
14. Г. Биркгоф. Гидродинамика. М., ИЛ, 1963.

УДК 534.211—16 : 539.3

#### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЕЙ СОУДАРЯЮЩИХСЯ ТЕЛ

М. С. Качан, Ю. В. Киселев, Ю. А. Тришин

(Новосибирск)

Ударные волны, возникающие в результате соударения двух пластин при сварке взрывом, оказывают существенное влияние на качество сварного соединения, особенно в случае применения для сварки взрывом высокобризантных взрывчатых веществ типа ТГ 50/50. Известно, что при сварке взрывом часто применяется инертная прокладка между взрывчатым веществом и метаемой пластиной. Ее наличие объясняют необходимостью защиты поверхности пластины от действия продуктов детонации [1]. Ниже показано, что при определенных условиях прокладка оказывает решающее воздействие на прочность сварного соединения.

Предлагаемая одномерная схема соударения, естественно, не может привести к сварке, которая осуществляется только при косых соударениях. Однако ударно-волновая картина, возникающая в одномерной модели, может объяснить ряд процессов и при косых соударениях, в частности явления, сопутствующие сварке взрывом. Очевидно, что с большой точностью одномерная схема соударения может быть применена при углах соударения, меньших или равных критическим [2]. В случае же, когда угол соударения несколько превышает критический, она, по-видимому, также достаточно близко описывает процесс косых соударений.