

19. Wentzell R. A., Scott H. D., Chapman R. P. Cavitation due to shock pulses reflected from the sea surface.— «J. Acoust. Soc. of Amer.», 1969, vol. 46, N 3.
20. Кнепп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М., «Мир», 1974.
21. Гаврилов Р. Л. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения.— В кн.: Физика и техника мощного ультразвука, физические основы ультразвуковой технологии. Ч. IV. М., «Наука», 1970.
22. Kedrinskii V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface.— «Acta Astronautica», 1976, vol. 3, N 7—8.
23. Kedrinskii V. K. The experimental research and hydrodynamical models of a «sultan».— «Archives of Mechanics», 1974, vol. 26, N 3.
24. Кедринский В. К. О подводном взрыве вблизи свободной поверхности.— «Докл. АН СССР», 1973, т. 212, № 2.
25. Фильчаков П. Ф., Панчишин В. И. Моделирование потенциальных полей на электропроводной бумаге. Киев, «Наукова думка», 1961.

УДК 534.222.2

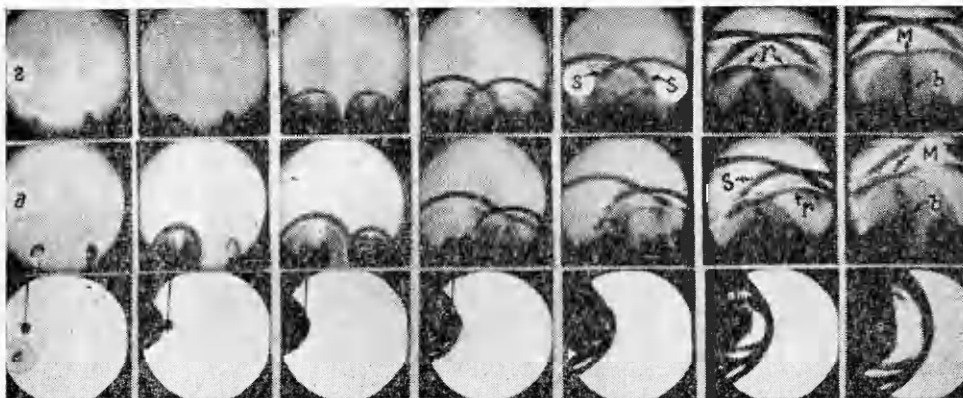
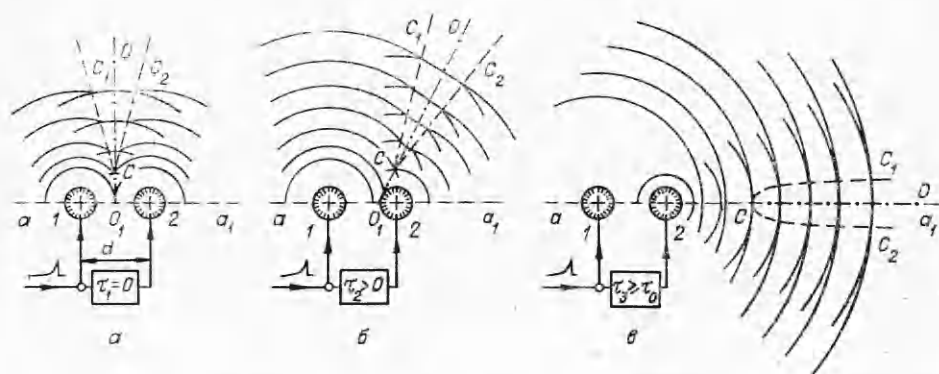
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ

С. В. Стебновский
(Новосибирск)

1. В безграничной жидкости проведен эксперимент по схеме, указанной на фиг. 1, $a—ed$ —расстояние между центрами двух одинаковых сферических зарядов 1 и 2, инициирование взрыва второго заряда могло осуществляться с заданной задержкой времени τ . Типичные регистрограммы взаимодействия ударных волн (УВ), соответствующие случаям фиг. 1, $a—e$, приведены на фиг. 1, $g—e$.

В случае $\tau = 0$ (фиг. 1, a, g) имеет место симметричное взаимодействие сферических ударных волн с плоскостью симметрии OO_1 , перпендикулярной оси системы зарядов aa_1 . Как известно, при падении сферической УВ на плоскость под углом, большим некоторого критического, имеет место нерегулярное отражение УВ, сопровождающееся образованием маховской конфигурации; CC_1C_2 является областью ее распространения. Следует отметить, что этот случай рассматривался в [1], где экспериментально и численно исследовался процесс нелинейного взаимодействия сферических УВ в воде до момента образования маховской волны.

При $\tau > 0$ (см. фиг. 1, b, d) имеют место два типа взаимодействия сферических УВ. Для $\tau < \tau_0 = d/D_1$, где D_1 — скорость фронта первой ударной волны (УВ1), вследствие различной кривизны фронтов область их нелинейного взаимодействия расположена между двумя криволинейными поверхностями, образованными вращением линий CC_1 и CC_2 вокруг оси aa_1 . С увеличением τ углы наклонов линий CC_1 и CC_2 к оси aa_1 уменьшаются, и, наконец, при $\tau \geq \tau_0$ взрыв заряда 2 происходит в области за фронтом УВ1 (фиг. 1, e, e), ударная волна от взрыва заряда 2 (УВ2) распространяется с большей скоростью и догоняет УВ1 (процесс догона). Точку C , в которой фронт второй ударной волны догоняет фронт УВ1, назовем точкой догона. Область распространения результирующей ударной волны (РУВ) ограничена поверхностью C_1C_2 , симметричной относительно оси aa_1 , при этом площадь поверхности фронта РУВ со временем растет.



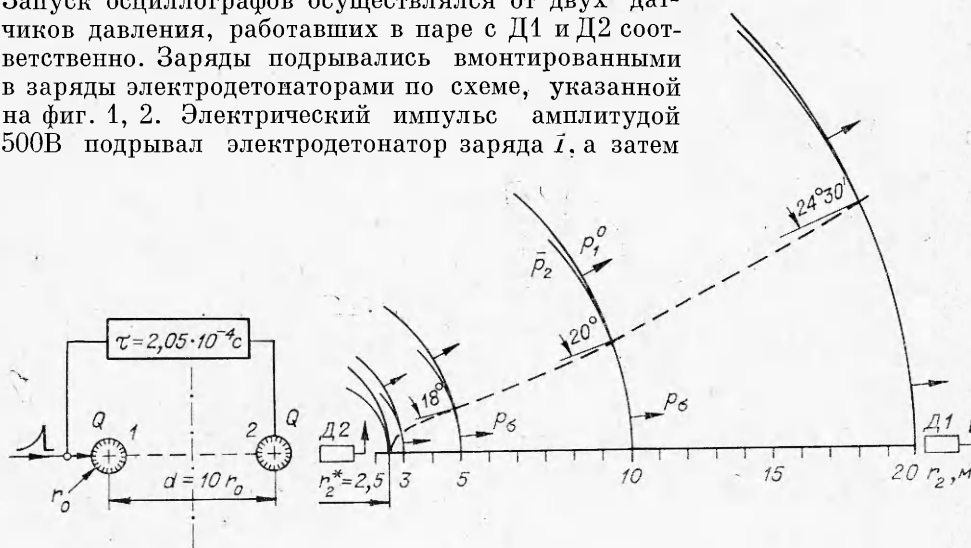
Фиг. 1

Эксперимент проводился с системой двух зарядов (весом 2 г каждый) в бассейне с водой $1,5 \times 1,8 \times 2$ м, имеющем прозрачные окна. Съемка процесса проводилась с помощью скоростного фоторегистратора СФР-1 на теневой установке с импульсной подсветкой. На снимках хорошо видно, что, кроме описанного выше взаимодействия УВ, после падения каждой из ударных волн s на взрывной пузырь противоположного заряда образуются волны разрежения r . В области пересечения волн разрежения образуется кавитационная зона b . Интересно отметить, что в рассматриваемых экспериментах наблюдалось маховское отражение волн разрежения M .

Данная работа посвящена исследованию взаимодействия УВ при $\tau > \tau_0$: процесса догона и параметров распространяющейся РУВ.

2. Для реализации и исследования последовательного подводного взрыва двух сферических зарядов применялась следующая методика. В открытом водоеме глубиной 6 м на расстоянии 3 м от свободной поверхности помещались два одинаковых сферических литых заряда ТГ50/50. Вес каждого заряда $Q = 100$ г, радиус $r_0 = 2,5$ см, расстояние между центрами зарядов менялось в диапазоне $d = (2-30)r_0$. Ось, проходящая между центрами зарядов, параллельна свободной поверхности. Два пьезоэлектрических датчика давления для регистрации УВ устанавливались вдоль оси симметрии зарядов со стороны заряда 2 (фиг. 2). При этом расстоянии от заряда 2 до датчика Д1 было фиксированным и равнялось 20 м. Расстояние до датчика Д2 варьировалось в пределах 1,5–10 м. Сигналы от Д1 и Д2 регистрировались на осциллографах С1-49 и TR4602.

Запуск осциллографов осуществлялся от двух датчиков давления, работавших в паре с Д1 и Д2 соответственно. Заряды подрывались вмонтированными в заряды электродетонаторами по схеме, указанной на фиг. 1, 2. Электрический импульс амплитудой 500В подрывал электродетонатор заряда I , а затем



Фиг. 2

с задержкой времени τ , — заряд 2. При фиксированном d значение τ подбиралось таким, чтобы заряд 2 взрывался за фронтом УВ1 и догон фронты УВ1 фронтом УВ2 происходил на заданном расстоянии r_2^* от второго заряда.

Экспериментальные данные показали, что весь процесс взаимодействия УВ при $\tau > \tau_0$ можно разделить на три стадии: 1) процесс догона фронты УВ1 второй ударной волной; 2) момент догона фронты УВ1 фронтом УВ2 и образование в точке догона C РУВ (см. фиг. 1, в, фиг. 2); 3) дальнейшее распространение РУВ, в процессе которого происходит расширение зоны взаимодействия фронтов — расфокусировка РУВ (см. фиг. 1, в, область C_1CC_2).

Исследования первой стадии показали, что координата точки догона r_2^* сильно зависит от τ (или от начального расстояния между фронтами УВ). Так, в случае $d = 10r_0$ при $\tau = 0,205 \cdot 10^{-3}$ с имеем $r_2^* = 2,5$ м; при $\tau = 0,211 \cdot 10^{-3}$ с — $r_2^* = 5$ м; при $\tau = 0,217 \cdot 10^{-3}$ с — $r_2^* = 10$ м; при $\tau = 0,224 \cdot 10^{-3}$ с — $r_2^* = 20$ м. Таким образом, незначительное увеличение времени задержки приводит к существенному изменению координаты точки догона. Можно дать следующее качественное объяснение характера этой зависимости. Давление за фронтом УВ1 как функцию времени можно записать в виде [2, 3]

$$(2.1) \quad p_1(t) = \begin{cases} p_1^0 \exp(-t/\theta_1) & \text{при } t \leq \theta_1, \\ 0,368 p_1^0 \theta_1 / t & \text{при } t > \theta_1, \end{cases}$$

где $p_1^0 = 21\,900/R_1^{1,2}$ атм; $\theta_1 = 8,5 \cdot 10^{-6} R_1^{0,25}$ с, $R_1 = r_1/r_0$, при $10 \leq R_1 \leq 200$. С учетом уравнения состояния для воды в форме Тэта время распространения фронты УВ1 из точки R_1 в точку R_1^0 определяется выражением

$$(2.2) \quad t = I(R_1^0, R_1) = r_0 \int_{R_1}^{R_1^0} dR_1/D_1 = r_0 \int_{R_1}^{R_1^0} \left[\frac{\rho_0 \left(1 - \frac{B}{AR_1^{-1,2} p_0 + B} \right)^{1/n}}{AR_1^{-1,2} - p_0} \right]^{1/2} dR_1,$$

где $p_0 = 1$ атм; $A = 21\,900$ атм; $B = 3050$ атм; $n = 7,15$. Подставляя (2.2) в (2.1), получим выражение для распределения давления вдоль профиля УВ1 в фиксированный момент времени (координата фронта УВ1 R_1^0)

$$(2.3) \quad p_1(R_1) = \begin{cases} AR_1^{-1,2} \exp[-I(R_1^0, R_1)/\theta_1(R_1)] & \text{при } I(R_1^0, R_1) \leq \theta_1(R_1), \\ 0,368AR_1^{-1,2}\theta_1(R_1)/I(R_1^0, R_1) & \text{при } I(R_1^0, R_1) > \theta_1(R_1). \end{cases}$$

Так как при $R_1 \geq 10$ можно положить $D_1(R_1) \approx C_0 = 1,5 \cdot 10^5$ см/с и, следовательно, $I(R_1^0, R_1) \approx (R_1^0 - R_1)r_0/C_0$, то (2.3) существенно упрощается

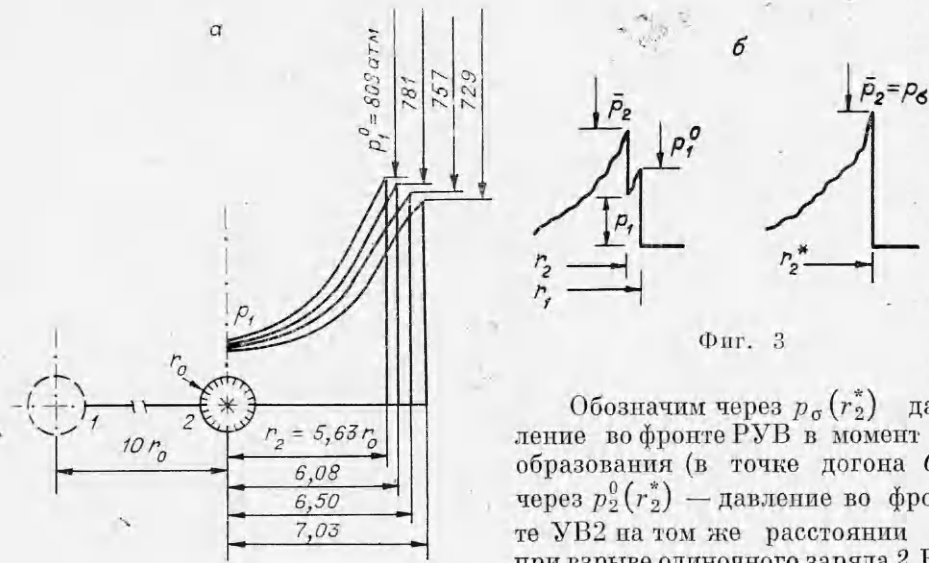
$$(2.4) \quad p_1(R_1) \approx \begin{cases} AR_1^{-1,2} \exp[(R_1 - R_1^0)R_1^{-0,25}/1,275] & \text{при } (R_1^0 - R_1)/C_0 \leq \theta_1(R_1)/r_0, \\ 0,275R_1^{-0,25}/(R_1^0 - R_1) & \text{при } (R_1^0 - R_1)/C_0 > \theta_1(R_1)/r_0. \end{cases}$$

Откуда

$$(2.5) \quad \frac{\partial p_1(R_1)}{\partial R_1} \approx \begin{cases} \frac{21400}{R_1^{2,2}} \left(\frac{3R_1 + R_1^0}{5,1R_1^{0,25}} - 1,2 \right) \exp\left(\frac{R_1 - R_1^0}{1,275R_1^{0,25}} \right) & \text{при } \frac{R_1^0 - R_1}{C_0} \leq \frac{\theta_1(R_1)}{r_0}, \\ \frac{10275}{(R_1^0 - R_1)R_1^{0,95}} \left(1,95 - 0,95 \frac{R_1^0}{R_1} \right) & \text{при } \frac{R_1^0 - R_1}{C_0} > \frac{\theta_1(R_1)}{r_0}. \end{cases}$$

На основании (2.3) был построен профиль давления в УВ1 (фиг. 3, а) для нескольких фиксированных расстояний от фронта УВ1 до центра заряда $2r_2 = r_1^0 - d = 5,63r_0; 6,08r_0; 6,5r_0; 7,03r_0$, что соответствует времени задержки подрыва заряда $2\tau = 0,205 \cdot 10^{-3}; 0,211 \cdot 10^{-3}; 0,217 \cdot 10^{-3}$ и $0,224 \cdot 10^{-3}$ с. Из фиг. 3 видно, что с увеличением r_2 профиль давления p_1 за фронтом УВ1 (перед фронтом УВ2) становится более пологим. Причем для $d = 10r_0$ при увеличении задержки взрыва τ с $0,205 \cdot 10^{-3}$ с на 2,93% ($\tau = 0,211 \cdot 10^{-3}$ с) p_1 в точке $r_1 = 10r_0$, согласно (2.4), уменьшается на 3,34%, а $\partial p_1/\partial R_1$, согласно (2.5), — на 28%. Таким образом, при незначительном перемещении начального положения фронта УВ1 из точки r_1^0 в точку $r_1^0 + \Delta r$ градиент давления в точке $r_1 = 10r_0$ (т. е. градиент давления перед фронтом УВ2) убывает на порядок быстрее, нежели давление p_1 , т. е. профиль УВ1 перед фронтом распространяющейся УВ2 становится более пологим. А это, согласно приведенным выше экспериментальным данным, оказывается существенным: значительно увеличивается путь догона r_2^* .

Сильное влияние профиля передней УВ на путь догона следует также из результатов теоретической работы [4], в которой рассматривалось распространение двух сферических с общим центром УВ треугольного профиля в газе.



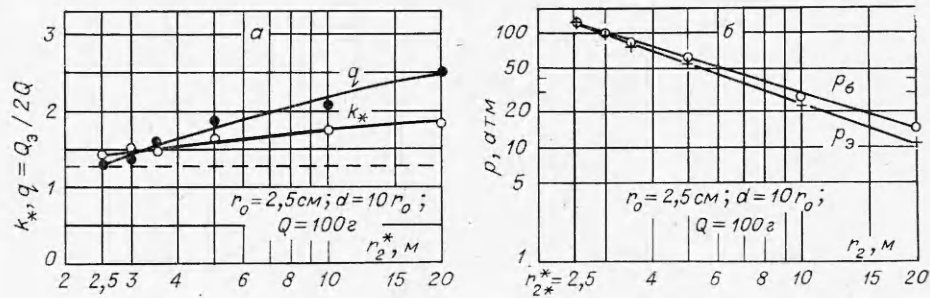
Фиг. 3

Обозначим через $p_{\sigma}(r_2^*)$ давление во фронте РУВ в момент ее образования (в точке догона C), через $p_2^0(r_2^*)$ — давление во фронте УВ2 на том же расстоянии r_2^* при взрыве одиночного заряда 2. Величину $k_* = p_{\sigma}(r_2^*)/p_2^0(r_2^*)$ назовем

коэффициентом усиления в точке догона C ; $k = p_{\sigma}(r_2)/p_2^0(r_2)$ — в точке с координатой $r_2 > r_2^*$. На фиг. 4, а приведена зависимость $k_*(r_2^*)$ при $d = 10r_0$, из которой видно, что чем дальше от системы зарядов происходит догон, тем больше k_* . Естественно ожидать, что при очень больших r_2^* ($r_2^* \gg d$) $k_* \rightarrow 2$, т. е. сложение ударных волн малой амплитуды происходит по акустическому закону. При малых же значениях r_2^* , как видно из приведенных на фиг. 3, б типичных осциллограмм давления, на разных стадиях взаимодействия УВ наблюдается сильный эффект нелинейности сложения УВ $\bar{p}_2(r_2) < p_2^0(r_2) + p_1(d+r_2)$ или $\bar{p}_2(r_2) = \alpha p_2^0(r_2) + p_1(r_1+d)$, а в точке догона $p_{\sigma}(r_2^*) = \alpha p_2^0(r_2^*) + p_1(d+r_2^*)$ и, следовательно, $k_* = p_{\sigma}(r_2^*)/p_2^0(r_2^*) = \alpha + p_1(r_2^*)/p_2^0$. Здесь p_2 — давление во фронте УВ2, распространяющейся по среде предварительно сжатой УВ1; p_2^0 — давление во фронте УВ2 на таком же расстоянии от заряда 2, но в случае распространения ее по невозмущенной среде. Коэффициент α ($0 < \alpha \leq 1$) характеризует нелинейность взаимодействия УВ. Особенно заметна нелинейность при давлениях p_2^0 и $p_1 \geq 10^2$ атм, где α мало, в то время как при давлениях во фронтах взаимодействующих УВ порядка 10 атм и меньше $\alpha \rightarrow 1$.

На фиг. 4, а приведена зависимость $q = Q_3/2Q$ от r_2^* , показывающая, во сколько раз вес заряда Q_3 , соответствующего параметрам РУВ, больше веса системы зарядов при различных координатах точки догона. Из графика видно, что выигрыш в весе ВВ при последовательном взрыве по сравнению со взрывом одиночного заряда весом $2Q$ растет с удалением точки догона r_2^* от места взрыва.

Зафиксируем время задержки, выбрав его таким, чтобы координата точки догона была равна $r_2^* = 2,5$ м. Давление p_{σ} во фронте РУВ в точке догона при $d = 10r_0$ и $Q = 100$ г равно 117 атм. Вес эквивалентного заряда Q_3 , соответствующего этому давлению, определяется по известному закону затухания для сферической УВ и равен 261 г. Представляет интерес сравнение закона затухания давления во фронте РУВ при дальнейшем ее распространении, полученного по экспериментальным данным ($p_{\sigma}(r_2)$, см. фиг. 4, б), с законом затухания давления в сферической УВ по степени



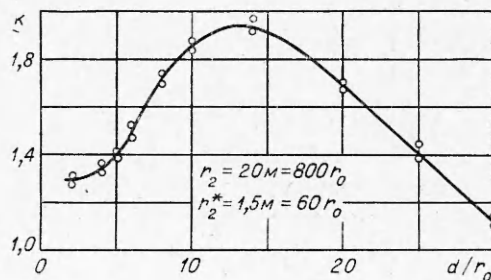
Фиг. 4

1,13 (p_3). В результате установлено, что во фронте РУВ давление убывает по закону $1/r_2$.

На фиг. 2 для случая ($r_2^* = 2,5 \text{ м}$) показан характер изменения поверхности фронта РУВ. Эти данные получены экспериментально по осциллограммам структуры РУВ в точках $r_2 = 3; 5; 10$ и 20 м путем поворота устройства, удерживающего заряды в заданном положении, вокруг центра их системы.

Интересно отметить, что при фиксированном значении r_2^* уменьшение расстояния между зарядами приводит к существенному увеличению площади поверхности фронта РУВ на заданном расстоянии от точки догона: для $r_2^* = 2,5 \text{ м}$ на расстоянии $r_2 = 10 \text{ м}$ при $d = 6,4 r_0$ координата точки догона вдоль поверхности фронта УВ1 составляет $\approx 70^\circ$ (угол между линией, соединяющей датчики Д1, Д2, и линией, соединяющей центр системы зарядов с точкой догона на поверхности УВ1) вместо 20° при $d = 10 r_0$.

3. Рассматривалось также влияние расстояния между центрами зарядов d на амплитуду давления во фронте РУВ при фиксированных r_2^*, r_2 . С этой целью параметр d варьировался в диапазоне $2r_0 - 30r_0$. При этом задержка времени подрыва второго заряда выбиралась такой, чтобы во всех случаях догон фронтов происходил на расстоянии $r_2^* = 1,5 \text{ м}$ от заряда 2. Давление во фронте РУВ измерялось на фиксированном расстоянии $r_2 = 20 \text{ м}$ на оси, проходящей через центры зарядов со стороны заряда 2. Полученные результаты представлены в виде зависимости $k = p_\sigma / p_2^0$ от d (фиг. 5), которая имеет максимум на участке $d = 13r_0 - 15r_0$. При этом с уменьшением d $k \rightarrow 1,3$ (соответствует взрыву сдвоенного заряда), с ростом d $k \rightarrow 1$. В случае $d = 2r_0$ (заряды касаются друг друга) заряд 2 детонирует от взрыва заряда 1, опережая задержку инициирующего импульса. При $d \gg r_0$ влияние УВ1 на параметры РУВ практически исчезает.



Фиг. 5

Аналогичное явление наблюдалось и в случае последовательного взрыва зарядов при времени задержки $\tau_0 = d/D_1$, т. е. когда взрыв заряда 2 происходит непосредственно в окрестности фронта УВ1.

Предельные характеристики зависимости $k(d)$ (т. е. при $d \rightarrow 2r_0$ и $d \gg r_0$) очевидны, а наличие максимума можно, по-видимому, объяснить влиянием градиента противодавления пе-

ред фронтом УВ2 в том смысле, как это было показано выше. Действительно, требование постоянства координаты точки догона относительно положения заряда 2, принятое при исследовании зависимости $k(d)$, естественным образом жестко связано с выбором времени задержки второго взрыва, а следовательно, и определяющегося ею градиента противодавления перед фронтом УВ1.

Автор выражает благодарность В. К. Кедринскому за обсуждение работы.

Поступила 14 VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Coleburn N. L., Roslund L. A. Interaction of spherical shock waves in water.— In: Fifth Symposium (International) on Detonation. Pasadena, California, August 18—21, 1970, p. 581—588.
2. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чернышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
3. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
4. Цибулин М. А. О догоне одного треугольного профиля давления другим в асимптотиках ударных волн.— ПМТФ, 1960, № 2.

УДК 536.424

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ (ОБЗОР).

Л. В. Альтшулер

(Москва)

Введение. Распространение ударных волн по твердому телу у ряда веществ сопровождается полиморфными переходами, изменяющими их атомную структуру. Образование за короткие промежутки времени $\sim 10^{-7}$ с новых кристаллических модификаций представляет один из наиболее интересных вопросов физики ударных волн и физики высоких давлений. Процессы динамической перекристаллизации находят обширные практические применения в технологии машиностроения, для упрочнения деталей и для получения метастабильных фаз высокого давления.

Впервые фазовое превращение, распространяющееся по металлу с детонационными скоростями, обнаружено у железа [1]. К настоящему времени полиморфные переходы в ударных волнах зафиксированы у многих металлов, полупроводников, окислов и практически у всех минералов и горных пород. Характеристики нескольких типичных превращений, изучавшихся как в динамике, так и в статике, приведены в данной работе в табл. 1, где $\sigma_{\text{ТУП}}$ — предел текучести Гюгонио, σ_1 — напряжение перехода по динамическим измерениям, p_1 — давление перехода по статическим измерениям (все величины в килобарах).

Вопрос о фазовых переходах в ударных волнах имеет различные аспекты. Термодинамический анализ оперирует с предельными параметрами установившихся режимов распространения ударных волн. Совокупность стационарных состояний определяет адиабату Гюгонио сжимаемой среды. Пересечение с фазовыми границами вызывает излом адиабат и при определенных условиях приводит к распаду ударного фронта и формированию двухволновых конфигураций из опережающих волн и более медленных волн превращения. Для получения реалистической картины явления особое значение имеет кинетика превращений, которые, происходя по мартенситному типу, обладают рядом особенностей и протекают во фронте волн сжатия и разгрузки по специфическим механизмам низкотемпературной перекристаллизации.