давления. В области низких давлений отличие «нулевого» приближения от первичного сжатия настолько мало, что позволяет надежно использовать связь $p - \rho$ для многократных сжатий.

Поступила в редакцию
18/XI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Современная техника сверхвысоких давлений. М., «Мир», 1964.
2. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1968, **182**, 4.
3. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1969, 4.
4. L. M. Barker, C. D. Lundercan. J. Appl. Phys., 1964, **35**, 4.

УДК 532.593

ПРИБЛИЖЕНИЕ КИРКВУДА — БЕТЕ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

В. К. Кедринский
(Новосибирск)

Решение задачи о распространении цилиндрической ударной волны подводного взрыва основано на использовании приближенного метода, предложенного Кирквудом и Бете и примененного ими при расчете ударных волн для сферических зарядов [1].

ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

1. Рассматривается заряд радиуса a_0 бесконечной длины, помещенный в безграничную жидкость.

2. Детонация заряда предполагается мгновенной.

3. Течение жидкости изэнтропично и потенциально, ударная адиабата для жидкости заменяется изэнтропическим уравнением состояния Тэта

$$p + B = B(\rho/\rho_0)^n, \qquad (1)$$

где p — давление в жидкости; ρ — плотность жидкости; $B=3050$ *атм* и $n=7{,}15$ — постоянные.

4. Начальные условия для продуктов детонации и на границе газовой полости со стороны жидкости определяются из условия распада произвольного разрыва для мгновенной детонации и адиабатичности процесса с показателем адиабаты для продуктов взрыва $\gamma=3$.

5. При определении поведения границы взрывной полости внутренними отражениями волн разрежения, распространяющихся в продуктах взрыва после распада, пренебрегаем.

6. Задача рассматривается в так называемом «пиковом» приближении. Это означает, во-первых, что определение параметров ударной волны производится только в области, близкой к фронту. Во-вторых, на границе полости со стороны жидкости изменение давления p и энтальпии ω во времени задается экспоненциальным законом

$$p|_{r=a} = p(0)\cdot e^{-t/\theta_1}, \quad \omega|_{r=a} = \omega(0)\cdot e^{-t/\theta_1}.$$

Постоянная спада экспоненты выбирается из условия правильного начального значения $\frac{dp}{dt}$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Для определения начальных условий на границе раздела продукты детонации — жидкость запишем известное соотношение для скоростей частиц газа u_1 и жидкости u на контактном разрыве

$$u_1 = u = \frac{2C_{01}}{\gamma - 1}\left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right] = \sqrt{\frac{p}{\rho_0}\left[1 - \left(\frac{p+B}{B}\right)^{-1/n}\right]}, \qquad (2)$$

где C_{01} и p_1 — средние скорость звука и давление в продуктах мгновенной детонации, которые определяются как

$$C_{01}^2 = \frac{\gamma}{2(\gamma+1)} D^2, \; p_1 = \frac{\rho_{01} \cdot D^2}{2(\gamma+1)}. \qquad (3)$$

Используя уравнения (2), (3) и соотношения

$$c_1 = C_{01}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}, \; c = C_0\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{n-1}{2}},$$
$$\omega = \int_{p_0}^{p} \frac{dp}{\rho}, \quad \omega_1 = \frac{p}{\rho_1(\gamma-1)} + \frac{p}{\rho_1}, \qquad (4)$$

найдем начальные значения для давления $p(0)$, скорости контактного разрыва $u(0)$, плотностей $\rho_1(0)$ и $\rho(0)$, скоростей звука $c_1(0)$ и $c(0)$, энтальпий $\omega_1(0)$ и $\omega(0)$.

Здесь D — скорость детонации, ρ_{01} — начальная плотность заряда, c_0 и ρ_0 — соответственно скорость звука и плотность в невозмущенной жидкости, индекс «1» означает продукты детонации.

В силу «пикового» приближения и адиабатичности постановки задачи легко получить выражение для постоянной спада

$$\theta_1 = -\rho(0) \cdot \omega(0) \cdot \left(\frac{dp}{dt}\right)^{-1}_{t=0}, \qquad (5)$$

которое окончательно определяется после преобразования уравнений гидродинамики и использования соответствующих условий на контактном разрыве.

ИЗЭНТРОПИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ

Следуя Кирквуду—Бете, введем в качестве новой переменной кинетическую энтальпию $\Omega = \omega + u^2/2$ и, используя выражение $\vec{u} = -\nabla\varphi$, где φ — потенциал скорости, перепишем основные уравнения гидродинамики в виде

$$\Delta\varphi = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{2}\left(\vec{u}\nabla\right)u^2 + \frac{\partial u^2}{\partial t}\right], \quad \frac{\partial\varphi}{\partial t} = \Omega, \qquad (6)$$

где $c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_S$.

При этом первое из уравнений системы (6) — уравнение неразрывности — для случая одномерного движения с цилиндрической симметрией

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{2}\left(\vec{u}\nabla\right)u^2 + \frac{\partial u^2}{\partial t}\right]$$

при введении новой переменной $\Phi = r^{\alpha}\varphi$, где $\alpha = \mathrm{const}$, примет вид

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}(1-2\alpha) + \frac{\alpha^2}{r^2}\Phi =$$

$$= -\frac{r^{\alpha}}{c^2}\left[\frac{1}{2}\left(\vec{u}\nabla\right)u^2 + \frac{\partial u^2}{\partial t}\right]. \qquad (7)$$

Для несжимаемой жидкости, соответствующей условно $c \to \infty$, имеем простейший вариант уравнения (7)

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}(1-2\alpha) + \frac{\alpha^2}{r^2} = \Phi\, 0,$$

который приводит к решению с логарифмической особенностью на ∞ для безграничной жидкости.

Акустический же вариант уравнения (7), соответствующий условию $c \to C_0$, в силу малости u^2 относительно C_0^2 имеет вид

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{C_0^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}(1-2\alpha) + \frac{\alpha^2}{r^2}\Phi = 0. \qquad (8)$$

В асимптотическом приближении (при больших r) и особенно при $\alpha = 1/2$ можно решать уравнения (8) в виде $\Phi = \Phi(t - r/C_0)$. Этот результат дает возможность, принимая во внимание второе уравнение системы (6), сказать, что $G = r^{1/2}\Omega$ распространяется со скоростью C_0. Однако для волн конечной амплитуды, по аналогии с предположением Кирквуда — Бете, будем считать, что $G = r^{\alpha}\Omega$ распространяется с переменной скоростью C_2 [1]

$$\frac{\partial G}{\partial t} + C_2\frac{\partial G}{\partial r} = 0, \qquad (9)$$

где $C_2 = \left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)_{\tau} = C_2(r, \tau)$, а τ — время, «жестко связанное» с движением газового пузыря. Исследования Рича и Гиннела [1] показали, что даже вблизи заряда возможно применение допущения о перемещении G со скоростью C_2, причем, по их мнению, α должно лежать в диапазоне $0{,}4 \div 0{,}5$.

Таким образом, система (6) приведена к виду (9), который означает, что если в некоторый момент времени на границе газовой полости определена величина $G\,(a, \tau)$, то тем самым она определена в любой точке жидкости.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $G(a,\tau)$, θ_1 И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ

Подставляя в (9) выражение G через u и ω и учитывая уравнения

$$\frac{1}{\rho c^2}\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}, \quad \rho\frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r},$$

получаем на стенке газовой полости со стороны жидкости

$$\frac{1}{\rho c}\frac{dp}{dt} = \frac{du}{dt} - \frac{1}{a}\,\frac{\alpha\left[\omega - \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2}\right)u^2\right](C_2 + u) + 2u^3}{c - u} \qquad (10)$$

и со стороны газа

$$\frac{1}{\rho_1 c_1}\frac{dp}{dt} = -\frac{du}{dt} + \frac{1}{a}\,\frac{\alpha\left[\omega_1 - \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2}\right)u^2\right](c_{21} - u) - 2u^3}{c_1 + u},$$

где a — радиус газовой полости; $C_2 = c + u$; $C_{21} = c_1 - u$ и использованы соотношения $\frac{dp_1}{dt} = \frac{dp}{dt}$ и $\frac{du_1}{dt} = \frac{du}{dt}$ при $r = a$ на контактном разрыве.

Исключая из уравнений (10) $\frac{du}{dt}$, можем получить выражение для $\left.\frac{dp}{dt}\right|_{t=0}$ и определить таким образом значение θ_1,

$$\frac{\theta_1}{a_0} = \frac{\omega\left[\rho_1 \cdot c_1 + \rho \cdot c\right]}{\rho_1 \cdot c_1 \cdot c\left[I_2^0 - I_1^0\right]},$$

где

$$I_1^0 = \frac{1}{c_1 + u}\left\{\alpha\left[\omega_1 - \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2}\right)u^2\right](c_{21} - u) - 2u^3\right\},$$

$$I_2^0 = \frac{1}{c - u}\left\{\alpha\left[\omega - \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2}\right)u^2\right](c_2 + u) + 2u^3\right\}.$$

Здесь нулевые индексы для краткости опущены.

Если теперь из уравнений (10) исключить dp/dt и использовать пиковое приближение, легко получить уравнение движения границы цилиндрической полости

$$\frac{du}{d\tau} = \frac{\omega(0) \cdot e^{-\tau/\theta_1}\left[\alpha + \alpha\frac{u}{c} - \frac{a}{c \cdot \theta_1}\left(1 - \frac{u}{c}\right)\right] - \frac{2-\alpha}{2}u^2\left(1 - \frac{\alpha}{2-\alpha}\frac{u}{c}\right)}{a(1 - u/c)}. \quad (11)$$

Решая численно (11), определим $u(\tau)$, $a(\tau)$, а следовательно, и $G(a, \tau) = a^\alpha\left[\omega(0) \cdot e^{-\tau/\theta_1} + u^2/2\right]$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ПОСТОЯННОЙ СПАДА ДАВЛЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ

Координата фронта ударной волны определится из выражения

$$\tau = \int_{a_0}^{R}\frac{dr}{V} - \int_{a(\tau)}^{R}\frac{dr}{C_2(r, \tau)}, \quad (12)$$

где первый интеграл правой части означает время прихода ударной волны в точку R (V — скорость фронта), второй — время задержки, определяемое временем распространения возмущения от границы полости до фронта. Второй интеграл, в силу (9), берется при постоянной $G(a(\tau_0), \tau_0)$.

Заменим в выражении G величину u на σ [1] — переменную Римана, определяемую выражением

$$\sigma = \int_{\rho_0}^{\rho} c\frac{d\rho}{\rho} \quad (13)$$

и практически совпадающую с u в области, близкой к фронту [1]. Используя (13), изэнтропу (1) и известное выражение для скорости фронта ударной волны $V = C_0 + \frac{n+1}{4}u$, легко получить

$$\left.\begin{aligned} C_2 &= C + \sigma = C_0(1 + 2\beta\sigma), \\ V &= C_0(1 + \beta\sigma), \\ \Omega &= C_0\sigma(1 + \beta\sigma), \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

где $\beta = \frac{n+1}{4C_0}$. При этом

$$G(r, t) = r^{\alpha}\,\Omega = r^{\alpha} \cdot C_0 \cdot \sigma (1 + \beta\sigma) = G(a, \tau) = a^{\alpha}(\tau) \cdot \Omega \cdot (a, \tau), \tag{15}$$

а (12) примет вид

$$\tau = \int\limits_{a_0}^{R} \frac{dr}{C_0(1+\beta\sigma)} - \int\limits_{a(\tau)}^{R} \frac{dr}{C_0(1+2\beta\sigma)} \,. \tag{16}$$

Введем переменную $x = \frac{G(a,\tau)}{G(a_0, 0)}$ и на основании (15) и выражения для Ω в (14) получим

$$\beta\tau = \frac{1}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{4\beta\Omega(a_0)}{C_0} \cdot x \cdot \left(\frac{a_0}{r}\right)^{\alpha}} - 1\right].$$

Для более полного решения задачи о распространении цилиндрической ударной волны (в принятой постановке) необходимо определить изменение с расстоянием постоянной спада давления за фронтом. Для этого, зафиксировав границу полости в некоторый момент времени τ_0 и ограничившись первым членом разложения τ по τ_0 в ряд Тейлора, в области, близкой к фронту, определим связь между масштабами времени для газовой полости и для фронта

$$\tau = \tau_0 + \left(\frac{\partial\tau}{\partial t}\right)_R \cdot (t - t_0) = \tau_0 + \frac{1}{\zeta}(t - t_0)\,,$$

где t_0 — момент прихода фронта в точку R, соответствующий фиксированному τ_0. Из (12) легко определить

$$\zeta = \left(\frac{\partial t}{\partial\tau}\right)_R = 1 + \frac{\partial}{\partial\tau}\int\limits_{a(\tau)}^{R} \frac{dr}{c+\sigma} = 1 - \frac{\sigma}{C_0(1+2\beta\sigma)} -$$

$$- \frac{2\beta\Omega(a_0)}{C_0^2}\,\frac{\partial x}{\partial\tau}\bigg|_{\tau=\tau_0} \int\limits_{a(\tau_0)}^{R} \frac{(a_0/r)^{\alpha}\,dr}{(1+2\beta\sigma)^3}\,. \tag{17}$$

Интеграл в (17) может быть решен аналитически, а следовательно, при известной связи τ_0 и R значение ε легко определяется.

Решение уравнений (16) и (17) может быть значительно упрощено при использовании пикового приближения, на основании которого, если ω значительно больше $u^2/2$, величина $G(a, \tau)$ может быть определена как $G = G(a_0) \cdot e^{-\tau/\theta_1}$ и, соответственно $x = e^{-\tau/\theta_1}$. При этом для некоторой точки жидкости R, если время отсчитывать от t_0, кинетическая энтальпия определится выражением

$$\Omega(R, t - t_0) = \frac{G(a, \tau - \tau_0)}{R^{\alpha}} = \frac{G(a, \tau_0)\, e^{-\frac{\tau-\tau_0}{\theta_1}}}{R^{\alpha}} = \left(\frac{a_0}{R}\right)^{\alpha} \cdot x \cdot \Omega(a_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\varepsilon\theta_1}}\,.$$

Это выражение при использовании соотношений $\Omega = \omega + \sigma^2/2$,

$$\omega = \frac{C_0^2}{n-1}\left[(\rho/\rho_0)^{n-1} - 1\right], \quad \sigma = \frac{2C_0}{n-1}\left[(\rho/\rho_0)^{\frac{n-1}{2}} - 1\right]$$

может быть преобразовано к уравнению относительно безразмерного давления во фронте ударной волны $\delta = \left(\frac{p_* + B}{B}\right)^{\frac{n-1}{2n}}$:

$$\delta^2 - \frac{4}{n+1}\,\delta - \left[\frac{(n-1)^2}{C_0^2(n+1)}\, x \left(\frac{a_0}{R}\right)^{\alpha} \Omega(a_0) + \frac{n-3}{n+1}\right] = 0.$$

Откуда для давления во фронте ударной волны имеем

$$p_* = B\left\{\left[\frac{2}{n+1} + \frac{n-1}{n+1}\sqrt{1 + \frac{4\beta}{C_0}x\Omega(a_0)\cdot\left(\frac{a_0}{R}\right)^{\alpha}}\,\right]^{\frac{2n}{n-1}} - 1\right\}. \quad (18)$$

Таким образом, решение уравнений (11), (16)—(18) при заданных начальных условиях (2)—(5) полностью определяет параметры одномерной цилиндрической ударной волны. Основной проблемой численного решения данной задачи является интегрирование уравнения (16) для определения координаты фронта ударной волны R, а именно, численного решения первого интеграла его правой части (в выражении $\beta\sigma$ величина x является неизвестной функцией r).

Методов решения уравнения (16) может быть несколько. Например, следуя работе [2], по расчету сферических волн конечной амплитуды можно определить только время запаздывания и для фиксированных r и τ_0, используя (15), строить поля $G(t)$ и соответственно $p(t)$.

Эти функции получаются неоднозначными, что физически соответствует образованию ударных волн, положение и амплитуды которых находятся при помощи геометрического условия «равенства площадей» [3].

В настоящей работе координата фронта ударной волны определяется следующим образом. Запишем уравнение (16) для моментов времени τ_1 и τ_2.

$$\frac{\tau_1\cdot C_0}{a_0} = \int_1^{R_1}\frac{2dr}{\sqrt{1 + Ax_1r^{-\alpha}} + 1} - \int_{a_1}^{R_1}\frac{dr}{\sqrt{1 + Ax(1)\,r^{-\alpha}}},$$

$$\frac{\tau_2\cdot C_0}{a_0} = \int_1^{R_2}\frac{2dr}{\sqrt{1 + Ax_2r^{-\alpha}} + 1} - \int_{a_2}^{R_2}\frac{dr}{\sqrt{1 + Ax(2)\,r^{-\alpha}}}, \quad (19)$$

где, согласно пиковому приближению, $x(1) = \exp\left(-\frac{\tau_1}{\theta_1}\right)$, $x(2) = \exp\left(-\frac{\tau_2}{\theta_1}\right)$, x_1 меняется в пределах $1 \div e^{-\tau_1/\theta_1}$, а $x_2 - 1 \div e^{-\tau_2/\theta_1}$, $A = \frac{4\beta}{C_0}\,\Omega(a_0)$ и значения R, r и a берутся уже относительно a_0.

Представляя первый интеграл второго уравнения как

$$\int_1^{R_2}\frac{2dr}{\sqrt{1 + Ax_2r^{-\alpha}} + 1} = \int_1^{R_1}\frac{2dr}{\sqrt{1 + Ax_1r^{-\alpha}} + 1} + \int_{R_1}^{R_2}\frac{2dr}{\sqrt{1 + Axr^{-\alpha}} + 1},$$

где x меняется в пределах $\exp\left(-\frac{\tau_1}{\theta_1}\right) \div \exp\left(-\frac{\tau_2}{\theta_1}\right)$, и вводя обозначения левых частей уравнений (19) соответственно h_1 и h_2, получим для их разности

$$h_2 - h_1 = I_1 - I_2 + I_3, \quad (20)$$

где

$$I_1 = \int_{a_1}^{R_1}\frac{dr}{\sqrt{1 + Ax(1)\,r^{-\alpha}}}; \quad I_2 = \int_{a_2}^{R_1}\frac{dr}{\sqrt{1 + Ax(2)\,r^{-\alpha}}};$$

$$I_3 = \int_{R_1}^{R_2}\left[\frac{2}{\sqrt{1 + Axr^{-\alpha}} + 1} - \frac{1}{\sqrt{1 + Ax(2)\,r^{-\alpha}}}\right]dr.$$

Если $h_2 - h_1 = \Delta h$, то в выражениях для $x(1)$ и $x(2)$ $\frac{\tau}{\theta_1}$ заменяется на $\frac{h \cdot a_0}{\theta_1 \cdot C_0}$ и $\frac{(h+\Delta h)\, a_0}{\theta_1 \cdot C_0}$.

Уравнение (20) совместно с (11) решалось на ЭВМ, причем при фиксированных Δh ($h = m \cdot \Delta h$, где $m=0$, 1, 2, ..., при $m=0$ и $\Delta h \neq 0$; $R_2 = a_1 = a_0$) величины $x(1)$, $x(2)$, интегралы I_1 и I_2 определены при известных a_1, a_2 из (11) и R_1 — из предыдущего решения. Далее методом шагов при специально подобранных Δr определялось такое R_2, при котором значение I_3 станет равным $\Delta h_1 = \Delta h + I_2 - I_1$. При этом x в I_3 высчитывалось как $\exp\{-(h + \Delta h \cdot I_3/\Delta h_1)\cdot a_0/\theta_1 \cdot C_0\}$.

Когда связь $R(x(h))$ определена, из (17) и (18) легко найти $\zeta(R)$ и $p_*(R)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В качестве примера и для сравнения с известными экспериментальными данными [4] были определены параметры ударных волн в области фронта в зависимости от расстояния до заряда для различных ВВ: дш — тэна, тротила, дш — гексогена и насыпного тэна. Начальные параметры задачи для названных ВВ приведены в таблице.

Необходимо отметить, что кроме цилиндрической ударной волны со скоростью V, одновременно рассчитывалась и скорость N ударной волны в жидкости в случае конечной скорости детонации D цилиндрического заряда (инициированного с одной стороны), связанная со скоростью V соотношением

$$N = V[1 + (V/D)^2]^{-1/2},$$

справедливым, по-видимому, до моментов, когда $V \to C_0$.

На рис. 1 для $\alpha = 0{,}5$ (*1*) и $\alpha = 0{,}4$ (*2*) приведены изменения давления во фронте ударной волны p_* в зависимости от приведенных расстояний от заряда $R^0 = \frac{R}{\sqrt{q}}\, м^{3/2}/ккал^{1/2}$. При этом для диапазона давлений $> 2 \cdot 10^3$ *атм* значение p_* определялось по значению N. Рассчитанные значения p_* на рис. 1 сравниваются с экспериментальными данными (точки) работы [4] для дш — тэна, дш — гексогена и насыпного тэна, где давление в указанном диапазоне определялось по (21) через значение скорости фронта ударной волны. Траектория ударной волны фиксировалась камерой ЖФР через щель, расположенную перпендикулярно оси заряда. В диапазоне $p_* \leqslant 2 \cdot 10^3$ *атм* измерения проводились турмалиновыми датчиками.

ВВ	D, км/сек	ρ_{01}, г/см³	p_1, атм	C_{01}, км/сек	$p(0)$, атм	$u(0)$, км/сек	$\rho_1(0)$, г/см³	$\rho(0)$, г/см³	$C_1(0)$, км/сек	$C(0)$, км/сек	$\omega_1(0)$, см²/сек²	$\omega(0)$, см²/сек²	Ω, см²/сек²	$\theta_1 \cdot \frac{C_0}{a_0}$, $\alpha=0{,}5$	$\theta_1 \cdot \frac{C_0}{a_0}$, $\alpha=0{,}4$	a_0, см
Трогил	7	1,59	$9{,}4\cdot10^4$	4,29	$3{,}98\cdot10^4$	1,11	1,18	1,45	3,18	4,67	$5{,}06\cdot10^{10}$	$3{,}2\cdot10^{10}$	$3{,}81\cdot10^{10}$	1,22	1,654	0,15
Дш—тэн	7	1,42	$8{,}67\cdot10^4$	4,29	$3{,}72\cdot10^4$	1,06	1,07	1,43	3,23	4,54	$5{,}22\cdot10^{10}$	$3{,}01\cdot10^{10}$	$3{,}57\cdot10^{10}$	1,4	1,9	0,15
Дш—гексоген	7	1,32	$8{,}1\cdot10^4$	4,29	$3{,}6\cdot10^4$	1,03	1,007	1,43	3,26	4,47	$5{,}3\cdot10^{10}$	$2{,}9\cdot10^{10}$	$3{,}43\cdot10^{10}$	1,53	2,07	0,15
Дш—тэн(насыпной)	5,5	1,00	$3{,}78\cdot10^4$	3,37	$1{,}92\cdot10^4$	0,683	0,798	1,32	2,69	3,53	$3{,}61\cdot10^{10}$	$1{,}69\cdot10^{10}$	$1{,}92\cdot10^{10}$	3,29	4,44	0,15

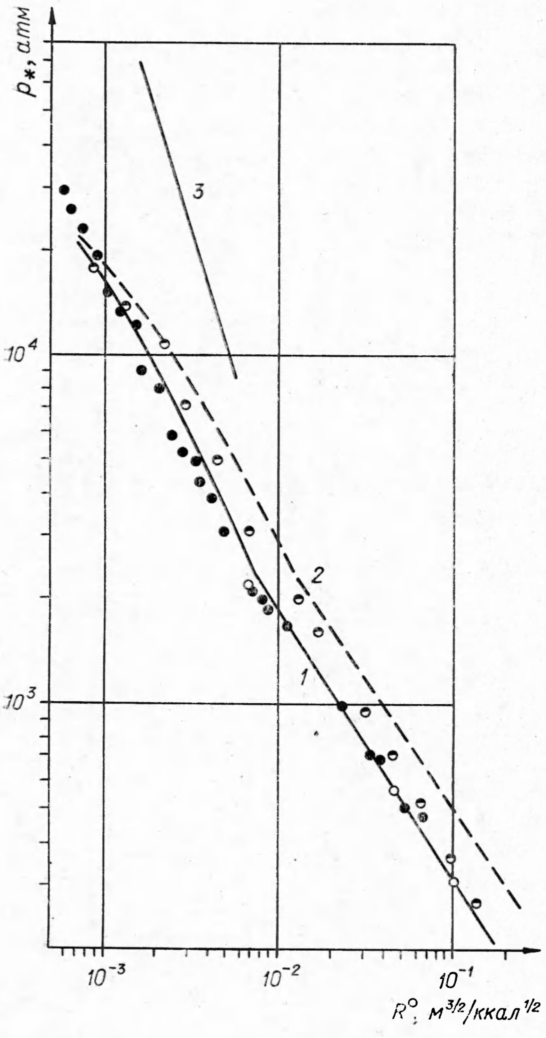

Рис. 1.

Совпадение расчетных данных с экспериментальными в случае $\alpha=0{,}5$ удовлетворительное.

Кроме того, на рис. 1, *3* для автомодельного случая показано изменение с расстоянием от заряда давления во фронте ударной волны $p_* = 0{,}29\ (R^0)^{-2}$ (приведенного по формуле (21) и нанесены данные (точками) расчета Рича и Гиннела для тротила, полученные авторами для случая «α немного большего 0,4» [1].

На рис. 2 приведены зависимости (1, 1′, 2 и 2′) постоянной спада давления за фронтом $\theta^0 = \frac{\theta}{\sqrt{q}}$ от расстояния (1 и 2 — соответственно при $\alpha=0{,}5$ и 0,4 для насыпного тэна), которые сравниваются с экспериментальными данными (точки) работы [4] для дш — тэна и дш — гексогена.

На основании данных работы [4] и проведенного расчета (см. рис. 1, *2*) зависимости давлений p_* и постоянной спада θ для различных расстояний от заряда определяются следующими выражениями:

$$p_* = 9{,}75 \cdot Q^{0{,}54}\left(\frac{\sqrt{W}}{R}\right)^{1{,}08},$$

$$\theta = \theta_1\left[1 + \frac{\left(R - 10^{-3}\sqrt{\frac{W}{\pi\rho_{01}}}\right)\left(1{,}83\cdot 10^{-6}\cdot\sqrt{\frac{QW}{\theta_1^2}} - 1\right)}{10^{-3}\sqrt{\frac{W}{\pi\rho_{01}}}\left(8\cdot\sqrt{\pi\cdot\rho_{01}\cdot Q} - 1\right)}\right]$$

для

$$10^{-3}\sqrt{\frac{W}{\pi\rho_{01}}} \leqslant R \leqslant 8\cdot 10^{-3}\sqrt{Q\cdot W},$$

$$p_* = 65{,}5\cdot Q^{0{,}355}\cdot\left(\frac{\sqrt{W}}{R}\right)^{0{,}71};$$

$$\theta = 14{,}6\,(Q\cdot W)^{0{,}285}\cdot R^{0{,}43}\cdot 10^{-6}$$

для

$$8\cdot 10^{-3}\sqrt{QW} \leqslant R \leqslant 1{,}4\sqrt{Q\cdot W}.$$

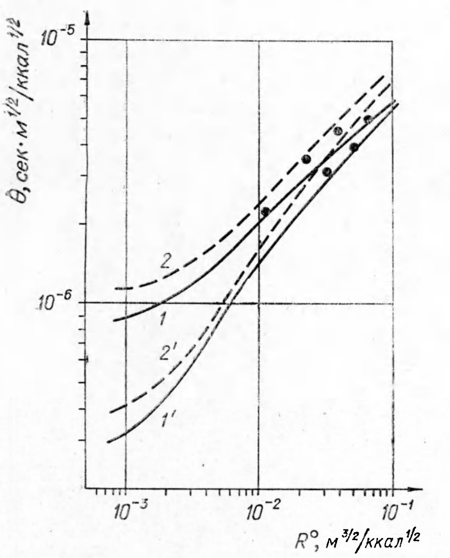

Рис. 2.

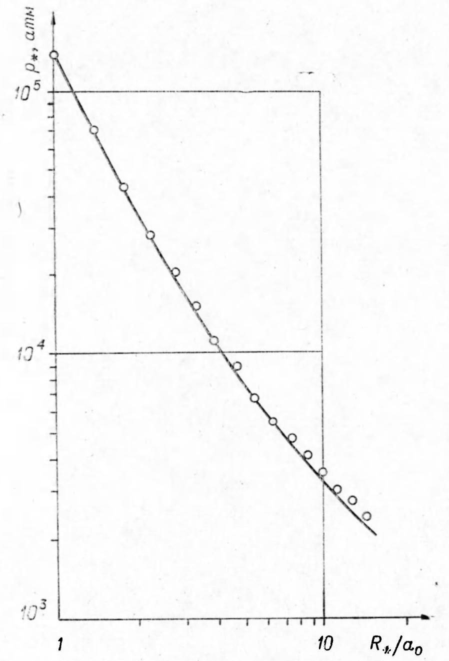

Рис. 3.

Здесь Q выражено в *ккал/г*, W — в *г/м*, R — в *м*, p_* — в *атм*, θ — в *сек*, q — в *ккал/м*, ρ_{01} — в *г/см*^{3}.

Представляет интерес также сравнение расчетных по модели Кирквуда—Бете данных с решением задачи путем непосредственного счета на ЭВМ основных уравнений гидродинамики.

В связи с этим на рис. 3 представлен результат известного расчета (точки) методом характеристик системы уравнений гидродинамики при условии цилиндрической симметрии, инициирования детонации в центре шнурового заряда, определения начальных условий из распада произвольного разрыва в момент падения детонационной волны на границу раздела ВВ — жидкость и при условии адиабатического (с показателем $\gamma=3$) расширения продуктов детонации тротила. Для аналогичных начальных условий на основе приближения Кирквуда — Бете был произведен по описанной схеме расчет (кривая на рис. 3) изменения давления во фронте ударной волны с расстоянием от заряда (расстояние взято относительно начального радиуса заряда). При этом энтальпия на границе газовой полости со стороны жидкости определялась уже не из условия пикового приближения, а на основе адиабатичности расширения продуктов детонации.

Совпадение приведенных на рис. 3 данных дает основание считать приближение Кирквуда — Бете (и выбранный метод расчета уравнения 16) удовлетворительным.

Поступила в редакцию
6/X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
2. В. А. Акуличев, Ю. Л. Богуславский. и др. Акустический журнал, 1967, 13, 3.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., 1954.
4. Б. Д. Христофоров, Э. А. Широкова. ПМТФ, 1962, 5.