

ДВИЖЕНИЕ ОБОЛОЧКИ ПРИ ОСЕВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Каширский, Ю. В. Коровин, В. А. Одинцов

(Москва)

Приводится численное решение задачи об одномерном движении несжимаемой цилиндрической оболочки при осевой детонации заряда взрывчатого вещества. Прочность оболочки не учитывается. Продукты детонации представляют собой политропный газ с показателем $k = 3$. Получены законы движения оболочки для различных соотношений масс заряда и оболочки.

В случае возбуждения детонации одновременно по всей оси бесконечно длинного заряда движение газа и оболочки является одномерным; диаграмма процесса представлена на фиг. 1. В момент падения (1) детонационной волны 1 на оболочку 5 возникает отраженная ударная волна 3 в продуктах детонации, сходящаяся к оси симметрии. После отражения от оси ударная волна 4 вновь выходит на оболочку, сообщая ей дополнительный импульс; граница зоны покоя на фигуре указана цифрой 2.

Определяющими константами взрывчатого вещества являются начальная плотность ρ_0 и скорость детонации D . Начальный радиус заряда r_0 .

Система уравнений в безразмерных переменных для политропного газа имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t'} + \frac{\partial (p'v')}{\partial r'} + \frac{p'v'}{r'} &= 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t'} + v' \frac{\partial v'}{\partial r'} + \frac{1}{\rho'} \frac{\partial p'}{\partial r'} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t'} + v' \frac{\partial p'}{\partial r'} + k p' \frac{\partial v'}{\partial z'} + k \frac{p'v'}{r'} = 0$$

Здесь безразмерные переменные

$$p' = p/\rho_0 D^2, \quad \rho' = \rho/\rho_0 \\ v' = v/D, \quad c' = c/D, \quad r' = r/r_0, \quad t' = Dt/r_0$$

В дальнейшем штрихи опускаются.

Оболочка предполагается несжимаемой, не обладающей прочностью и достаточно тонкой, что позволяет записать граничное условие на оболочке в виде

$$M dv/dt = Sp$$

где M , S — соответственно масса оболочки и площадь ее внутренней поверхности на единицу длины заряда.

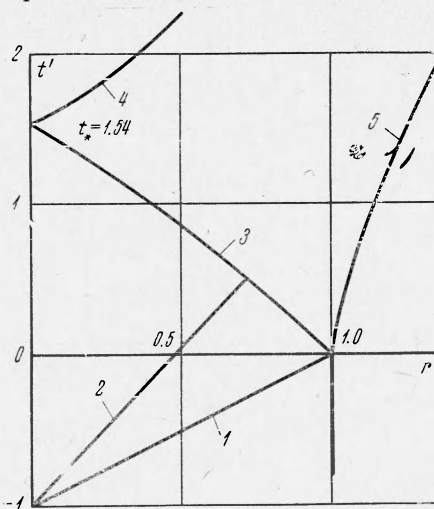
Граничное условие для продуктов детонации на оси, очевидно, имеет вид $v = 0$. Соотношение массы взрывчатого вещества m и оболочки характеризуется коэффициентом $\mu = m/M$.

Начальное условие задачи — автомодельное распределение параметров за фронтом расходящейся детонационной волны — было найдено интегрированием системы (1) при постоянной энтропии (см. [1]). Значения безразмерных переменных детонации (в точке Чепмена — Жуге) определяются согласно [2]

$$p_{C-J} = \frac{1}{k+1}, \quad \rho_{C-J} = \frac{k+1}{k}, \quad v_{C-J} = \frac{1}{k+1}, \quad c_{C-J} = \frac{1}{k+1}$$

Изэнтропа продуктов детонации имеет вид $p = k^3 (k+1)^{-4} \rho^3$. В дальнейшем принято $k = 3$.

Радиус зоны покоя $r_r = 0.485$, относительная масса и энергия в зоне покоя составляют соответственно 0.197 и 0.117, плотность $\rho_r = 0.84$, давление $p_r = 0.0625$. Внутренняя и кинетическая энергии продуктов детонации при цилиндрической симметрии составляют в относительных единицах 0.897 и 0.103 соответственно.



Фиг. 1

Вводя пространственную переменную $\xi = r/R$ (R — внутренний текущий радиус оболочки), преобразуем систему (1) к подвижным эйлеровым координатам

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + A \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + B \rho \frac{\partial v}{\partial \xi} &= \rho C & (A = \frac{v - \xi R}{R}) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + A \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{B}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi} &= 0 & (B = \frac{1}{R}) \\ \frac{\partial p}{\partial t} + A \frac{\partial p}{\partial \xi} + B p \frac{\partial v}{\partial \xi} &= p C & (C = -\frac{v}{R}) \end{aligned} \quad (2)$$

Конечно-разностная аппроксимация системы (2) выполнена при помощи явной схемы второго порядка точности (модифицированная схема Лакса — Вендрофа) [3]. Счет производится в два этапа. На первом этапе получаются значения искомых функций на слое с временным индексом $n + a$ (n — слой, на котором известны значения всех искомых функций, а $a > 0$) в точках с полуцелым пространственным индексом. На втором этапе производная dw/dt в точке $(n + 1/2, m)$ аппроксимируется разностью $(w_m^{n+1} - w_m^n)/\Delta t$, а производная $dw/d\xi$ аппроксимируется линейной комбинацией

$$\alpha (w_{m+1/2}^{n+1} - w_{m-1/2}^{n+1})/\Delta \xi + \beta (w_{m+1}^n - w_{m-1}^n)/\Delta \xi$$

Здесь α и β — коэффициенты, получающиеся при линейной интерполяции функций w в точках (nt, mh) и $((n+a)t, mh)$ на точку $(n + 1/2, mh)$. Значения коэффициентов вычисляются в этой же точке.

Расчет параметров на оболочке производился по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \rho_N^{n+1} &= [2\Delta t (\rho C)_{N-1/2}^{n+1/2} + (1 - \tau A_{N-1/2}^{n+1/2}) (\rho_N^n - \rho_{N-1}^{n+1}) + (1 + \tau A_{N-1/2}^{n+1/2}) \rho_{N-1}^n - \\ &\quad - \tau (\rho B)_{N-1/2}^{n+1/2} (u_N^{n+1} - u_{N-1}^{n+1} + u_N^n - u_{N-1}^n)] / (1 + \tau A_{N-1/2}^{n+1/2}), \quad \Delta t/\Delta \xi = \tau \end{aligned}$$

Давление p вычисляется по аналогичной формуле

$$u_N^{n+1} = u_N^{n+1/2} \Delta t \mu p^{n+1/2} R^{n+1/2} / k$$

Расчет параметров в центре — по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \rho_0^{n+1} &= [2\Delta t (\rho C)_{1/2}^{n+1/2} + (1 + \tau A_{1/2}^{n+1/2}) (\rho_0^n - \rho_1^{n+1}) + (1 - \tau A_{1/2}^{n+1/2}) \rho_1^n - \\ &\quad - (\rho B)_{1/2}^{n+1/2} \tau (u_1^{n+1} - u_0^{n+1} + u_1^n - u_0^n)] / (1 - \tau A_{1/2}^{n+1/2}) \end{aligned}$$

Давление p_0^{n+1} вычисляется по аналогичной формуле

$$u_0^{n+1} = 0$$

Для обеспечения устойчивости счета на шаг по времени было наложено ограничение

$$\Delta t \leq KR \Delta \xi / \max(|v| + c)$$

Здесь $\max(|v| + c)$ — максимальная сумма массовой скорости, взятой по модулю и местной скорости звука на слое. По определению безразмерных параметров $c = 9/16 \rho$. Величина K совпадает с числом Куранта. При численных расчетах K полагалось равным 0.4. Счет при этом был устойчив.

Интегрирование системы (2) проводилось для значений $\mu = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 2.0, 2.5, 4.0$.

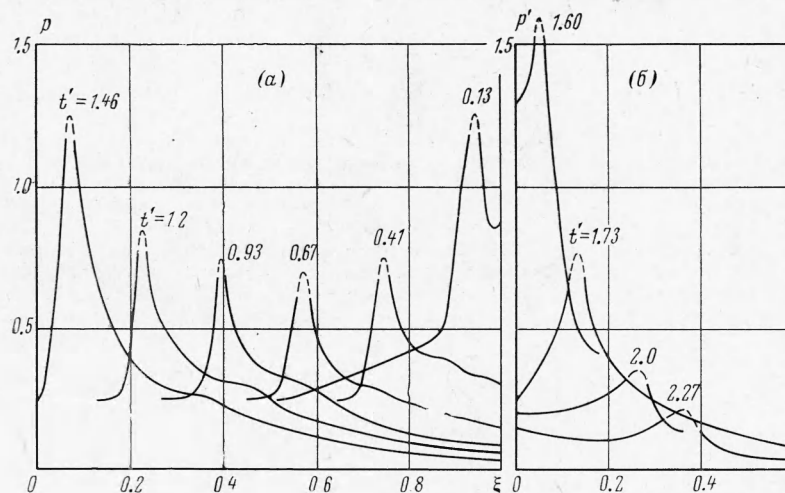
Контроль правильности счета выполнялся с помощью вычисления интеграла полной энергии системы на каждом временном слое. В процессе счета максимальное ΔE не превышало 3.8%. Правильность счета контролировалась также проверкой условий Гюгонио на отраженном фронте для волн разной интенсивности.

Распределение давления в продуктах детонации в различные моменты времени по безразмерной координате $\xi = r/R$ показано на фиг. 2 (a — до отражения на оси симметрии, b — после отражения). Некоторая немонотонность профиля отраженной волны объясняется особенностями конечно-разностной схемы.

Наибольшие ошибки в определении величин возникают в моменты отражения волн от оболочки и оси симметрии. Давление отражения детонационной волны от оболочки колебалось в пределах 2.20—2.60 при теоретическом значении 2.39 [2]. Поскольку отраженная волна была слабой, прирост энтропии в ней в среднем не превы-

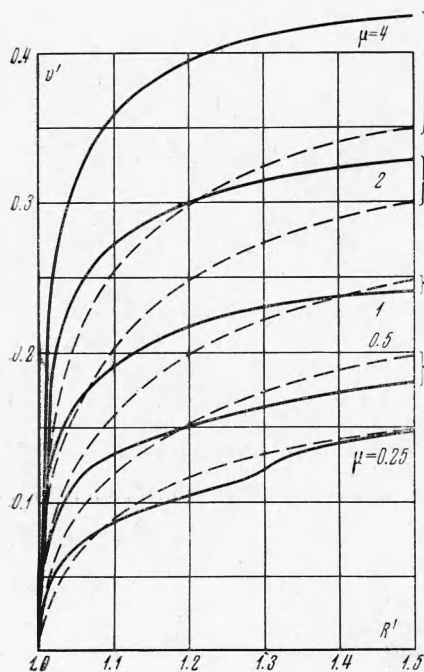
шал $1.5 \div 2.0\%$. Расчет одного из вариантов ($\mu = 1.0$) в изэнтроническом приближении показал, что расхождение по скоростям оболочки не превышает 0.5% .

При схождении отраженной волны к оси симметрии теоретически амплитуда волны устремляется к бесконечности. Для обеспечения устойчивой работы схемы произво-



Фиг. 2

дилось сглаживание фронтальных давлений, что, однако, не могло привести к существенным ошибкам, так как энергия отраженной волны сравнительно невелика. Контроль полной энергии системы показал, что при прохождении ударной волны через центр ее величина изменялась менее чем на 0.1% .

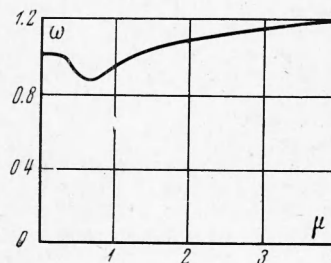


Фиг. 3

На фиг. 3 сопоставлены законы одномерного движения оболочки для случая осевой детонации (сплошные линии) и первоначально покоящихся продуктов детонации (пунктирные линии). Предполагалось, что до $R' = 1.5$ плотность оболочки не нарушается ($R' = R / r_0$). Как и следовало ожидать, осевая детонация обеспечивает значительно большие начальные ускорения оболочки.

Введем отношение

$$\omega_R = (v_1 / v_2)_R = f(\mu, R)$$



Фиг. 4

Здесь v_1, v_2 — скорости о олочек на заданном радиусе R' соответственно при осевой детонации и первоначально покоящемся газе. График зависимости $\omega_{(1.5)} = f(\mu)$ при фиксированном значении $R' = 1.5$ приведен на фиг. 4.

В случае $\mu > 1.25$ решающую роль в наборе скорости играет начальная стадия ускорения, вследствие чего $\omega_{(1.5)} > 1$. Предельное значение ω , очевидно, имеет место при $\mu \rightarrow \infty$, причем это значение не зависит от величины R' и равно $D/c_0 = 1.64$ ($c_0 = D(3/8)^{1/2} = 0.61D$ — скорость звука в покоящихся продуктах детонации).

Для $\mu = 0.25 \div 1.25$ начальный период ускорения (до выравнивания скоростей, $\omega = 1$) заканчивается при $R' = 1.1 \div 1.4$. Вследствие ухода части энергии в отраженную волну значение $\omega_{(1.5)} < 1$. Наконец, в случае $\mu < 0.25$ отраженная волна успевает догнать оболочку при небольших значениях R' , что ведет к выравниванию скоростей.

Очевидно, что ω существенно зависит также от величины R' . Например, при $\mu = 2$ и $R' = 1.5, 1.2, 1.1$ показатель ω соответственно составляет 1.09, 1.21, 1.34.

Минимальное давление в продуктах детонации, имеющее место на оболочке при $\mu = 4$, $R' = 1.5$, составляло 0.005, что при фронтальном давлении $p_{C-J} = 200$ —300 кбар соответствует $p = 1 \div 1.5$ кбар. Это обстоятельство позволяет считать приемлемым допущение $k = 3$, поскольку согласно [2] давление в точке перехода от изэнтропы $p = \alpha r^3$ к изэнтропе $p = br^\gamma$ ($\gamma = 1.2 \div 1.4$) составляет $1.5 \div 2.0$ кбар.

Авторы благодарят Л. А. Чудова за постоянное внимание к работе и ценные советы.

Поступила 13 V 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Б а н и ч у к Н. В. Расчет цилиндрической детонационной волны, расходящейся от линии взрыва. ПМТФ, 1969, № 5.
2. Б а у м Ф. А., С т а н ю к о в и ч К. П., Ш е х т е р Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
3. R u b i n E. L., B u r s t e i n S. Z. Difference methods for the inviscid and viscous equations of a compressible gas. J. comput. Phys., 1967, vol. 2, pp. 178—196.

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛИНЫ И ГЛИНИСТОГО СЛАНЦА ПРИ СИЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский

(Москва)

Излагаются результаты исследования динамической сжимаемости нескольких типов осадочных пород. Для четырех типов глин и сланца получены ударные адиабаты до давлений в 500 кбар и начальные участки изэнтроп расширения. Выявлены особенности в ходе кривых, связанные с фазовыми превращениями, и границы применимости для изучавшихся сложных систем правила аддитивного построения их адиабат по адиабатам компонент.

1. Ударная сжимаемость. В качестве объектов исследования были выбраны глины поверхностного залегания (А) почти белого цвета двух степеней влажности и глубинная глина (Б) зеленого цвета с той же градацией влажностей, а также глинистый сланец (В). Как показали элементный и рентгено-структурный анализы, основной составляющей в глинах и сланце является кремнезем, дополненный в зеленой глине и сланце минералами типа каолинита. В дальнейшем индексами A_4 и B_4 , A_{20} и B_{20} обозначены влажности $W = 4$ и 20% указанных белых (А) и зеленых (Б) глин, т. е. содержание воды в процентах к общему весу.

Измерения ударной сжимаемости образцов производились методом отражения [1, 2]. Величина волновой скорости определялась электроконтактным методом [4]. Толщины образцов в разных опытах составляли 4—6 мм. При выполнении необходимых построений на диаграммах давление — массовая скорость использовались динамические адиабаты алюминия и железа из [3]. Изэнтропы расширения экранов, прикрывающих образцы, отождествлялись при этом [2] с зеркальными отражениями ударных адиабат.

Результаты экспериментов по определению параметров, характеризующих ударную сжимаемость, приведены в табл. 1. В таблице и в дальнейшем тексте приняты следующие обозначения: ρ_0 г/см³ — начальная плотность, U_3 км/сек — массовая ско-