УДК 534.22.2 + 621.7.044.2

ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НАГРУЖЕНИЯ В КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ДЛЯ СЛУЧАЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В. В. Пай, Г. Е. Кузьмин, И. В. Яковлев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Описан простой и достаточно точный метод оценки параметров ударно-волнового нагружения пористых материалов в условиях полного уплотнения материала до плотности монолита.

Основная задача взрывного компактирования пористых армированных и неармированных материалов — получение прочных компактов с плотностью, близкой к монолиту. В технике взрывного нагружения пористых металлических систем принято различать квазистатические и динамические режимы компактирования. В [1] показано, что только динамические режимы обеспечивают получение прочного компакта. Критерии квазистатического или динамического процессов компактирования основываются на оценке величины критического давления в пористой среде, необходимого для реализации того или иного режима деформирования [1].

Повышение точности расчета давления в пористом материале дает возможность более эффективного выбора начальных параметров нагружения для обеспечения динамического режима компактирования по всей глубине исследуемого образца.

Известные к настоящему времени критерии взрывного компактирования в той или иной степени учитывают физико-механические характеристики компактируемого материала и параметры нагружения. Наиболее полный критерий с учетом максимального числа исходных параметров представлен в работе [1]. Однако в литературе отсутствуют результаты аналитических исследований затухания давления во времени или, что равносильно, по глубине нагружаемого образца.

В данной работе предлагается приближенная расчетная схема для оценки параметров нагружения в порошковых материалах в случае сильных ударных волн (УВ), когда за падающей волной процесс компактирования идет до стадии образования монолита.

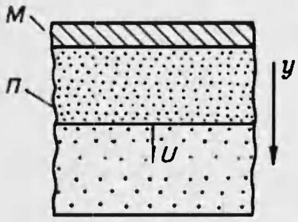

Рис. 1.

Рассмотрим компактирование порошка при его нагружении через металлическую пластину (рис. 1). Считаем процесс одномерным, а пластину абсолютно жесткой. Под пластиной М толщиной δ_1 и плотностью ρ_1 находится полубесконечный слой порошка П с исходной плотностью ρ_{p0}. По порошку со скоростью $U(t)$ распространяется ударная волна, координата которой $y(t)$, а плотность порошка за ней ρ_{p1}. Предполагается, что интенсивность УВ достаточна, чтобы считать $\rho_{p1}/\rho_{p0} = \mathrm{const}$. Обозначим зависимость давления от времени на поверхности пластины $P(t)$. Определим законы движения пластины и фронта ударной волны. При записи уравнения учтем присоединенную массу порошка, как, например, в [2, 3]:

$$P(t) = \frac{d}{dt}\left[(\rho_1\,\delta_1 + \rho_{p0}\,y(t))\dot{y}(t)\right]\frac{\rho_{p1}/\rho_{p0} - 1}{\rho_{p1}/\rho_{p0}}. \qquad (1)$$

В (1) использован закон сохранения массы на УВ

$$\rho_{p0}U = \rho_{p1}(U - u). \tag{2}$$

Здесь u — массовая скорость порошка за УВ, равная скорости движения пластины; $U = \dot{y}(t)$ — скорость УВ. Введем вспомогательный параметр

$$æ = \frac{\rho_{p1}/\rho_{p0} - 1}{\rho_{p1}/\rho_{p0}}. \tag{3}$$

Дважды интегрируя по времени уравнение (1) при начальных условиях $y(0) = 0$, $\dot{y}(0) = 0$ и разрешая относительно y, получим

$$y(t) = \frac{\rho_1 \delta_1}{\rho_{p0}} \left\{ \left[1 + \frac{2\rho_{p0}}{æ \rho_1^2 \delta_1^2} \int_0^t dt \int_0^t P(t)\, dt \right]^{1/2} - 1 \right\}. \tag{4}$$

Отсюда скорость ударной волны

$$U = \dot{y}(t) = \frac{1}{æ \rho_1 \delta_1} \int_0^t P(t) dt \left[1 + \frac{2\rho_{p0}}{æ \rho_1^2 \delta_1^2} \int_0^t dt \int_0^t P(t) dt \right]^{-1/2}. \tag{5}$$

Теперь, используя (2), легко найти массовую скорость u, а затем давление в УВ

$$p = \rho_{p0} U u. \tag{6}$$

Как видно из приведенных выкладок, в отличие от [2, 3], данные об ударных адиабатах материалов здесь не используются, поскольку рассмотрение ограничивается наиболее важным случаем полного уплотнения пористого материала до плотности монолита.

Рассмотрим две распространенные схемы нагружения порошков и конкретизируем для них полученные результаты.

Соударение пластины с порошком. В случае одномерного соударения пластины, двигающейся со скоростью v, с первоначально покоившимся порошком полный импульс на единицу площади поверхности пластины составляет

$$\int_0^t P(t) dt = \rho_1 \delta_1 v. \tag{7}$$

Из (5) и (7) получаем

$$U = \frac{v}{æ} \left(1 + \frac{2\rho_{p0}}{æ \rho_1 \delta_1} v t \right)^{-1/2}, \tag{8}$$

а из (2) находим

$$u = v \left(1 + \frac{2\rho_{p0}}{æ \rho_1 \delta_1} v t \right)^{-1/2}. \tag{9}$$

Из соотношений (6), (8), (9) определяем давление за УВ в порошке

$$p = \frac{\rho_{p0} v^2}{æ} \left(1 + \frac{2\rho_{p0}}{æ \rho_1 \delta_1} v t \right)^{-1}. \tag{10}$$

Выражения (8)–(10) с учетом (3) полностью решают поставленную задачу.

Нагружение порошка через пластину, находящуюся с ним в контакте. Пусть теперь порошок, закрытый металлической пластиной, нагружается продуктами взрыва при детонации на ее поверхности заряда ВВ толщиной δ_0 и плотностью ρ_0. Чтобы получить формулу распределения давления на пластине, рассмотрим задачу о ее метании продуктами взрыва при скользящей детонации. Представляя пластину, как набор материальных элементов площадью ΔS и массой $\rho_1\delta_1\Delta S$ каждый, запишем уравнение движения такого элемента по криволинейной траектории

$$\rho_1\delta_1 D^2/R = P. \tag{11}$$

Здесь D — скорость детонации ВВ; R — радиус кривизны траектории, определяемый по известной формуле:

$$\frac{d\beta}{dl} = \frac{1}{R}, \tag{12}$$

где β — угол наклона касательной к кривой, dl — элемент дуги.

Выражение для угла β подберем по результатам численных расчетов метания пластины [4] в виде

$$\beta = \frac{\pi}{2}\left\{[(k+1)/(k-1)]^{1/2} - 1\right\} \cdot f(r,s), \tag{13}$$

k — показатель политропы продуктов взрыва; $r = \rho_0\delta_0/\rho_1\delta_1$; $s = l/\delta_0$; l — координата вдоль пластины, отсчитываемая от фронта детонации.

Итак, задача о распределении давления на поверхности пластины в условиях скользящей детонации сводится к подбору функции $f(r,s)$. Поскольку в рассматриваемом приближении значения угла β удовлетворяют следующим физически очевидным условиям:

$$\beta(0,s) = 0, \qquad \beta(r,0) = 0,$$

$$\beta(\infty,s) = \beta_{\max} = \frac{\pi}{2}\left\{[(k+1)/(k-1)]^{1/2} - 1\right\},$$

где $\beta_{\max}$ — предельный угол поворота потока при полном течении Прандтля — Майера для заданного k, то для функции $f(r,s)$ должны быть выполнены асимптотики:

$$\begin{aligned} s \to 0: &\qquad f(r,s) \to 0,\\ s \to \infty: &\qquad f(r,s) \to \varphi(r),\\ r \to 0: &\qquad f(r,s) \to 0,\\ r \to \infty: &\qquad f(r,s) \to 1. \end{aligned} \tag{14}$$

На основании результатов двумерных расчетов метания [4] будем искать $f(r,s)$ в виде

$$f(r,s) = \varphi(r)[1 - e^{-\frac{\alpha r s}{\varphi(r)}}], \tag{15}$$

причем $\varphi(r) \to 1$ при $r \to \infty$. Заметим, что при $s = 0$ (т. е. в точке касания фронта детонации с пластиной) P равно давлению на фронте детонации:

$$P_D = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}, \tag{16}$$

следовательно, из (11)–(13) получаем

$$\left.\frac{d\beta}{ds}\right|_{s=0} = \frac{r}{k+1}$$

и тогда из (15)

$$\alpha = \frac{2}{\pi(k+1)\{[(k+1)/(k-1)]^{1/2}-1\}}. \tag{17}$$

Возьмем функцию $\varphi(r)$ в виде

$$\varphi(r) = \frac{r}{r+a}, \tag{18}$$

тогда все предельные условия (14) выполняются. Константу a подбираем, как и в [5], методом наименьших квадратов, исходя из результатов экспериментов и двумерных расчетов метания.

Если учесть, что $t = l/D$, то из (11)–(18) получаем искомое выражение для давления на поверхности

$$P = P_D e^{-\alpha(r+a)tD/\delta_0}. \tag{19}$$

Полученное распределение давления справедливо для случая свободного метания пластины продуктами взрыва при скользящей детонации и с точностью не хуже 3 % совпадает с результатами численного решения задачи в двумерной стационарной постановке [4] при $0 < r < 3$, $2 < k < 3{,}5$. Экспоненциальный вид зависимости $P(t)$ на основании расчетов [4] предложен в работе [6].

Для расчета параметров УВ в порошке в первом приближении воспользуемся формулой (19). В рассматриваемом случае, когда под пластиной находится слой порошка, движение пластины можно считать практически одномерным и тогда из (4), (19) получаем положение УВ

$$y = \frac{\rho_1\delta_1}{\rho_{p0}}\left\{\left[1 + \frac{2\rho_{p0}r^2(e^{-ct}+ct-1)}{\alpha^2 æ(k+1)(r+a)^2\rho_0}\right]^{1/2} - 1\right\}, \tag{20}$$

где $c = \alpha(r+a)D/\delta_0$. Теперь, используя (2), (5) и (6), можно найти U, u и p. Запишем только формулу для давления

$$p = \left[\frac{Dr(1-e^{-ct})}{\alpha(k+1)(r+a)}\right]^2\left[1 + \frac{2\rho_{p0}r^2(e^{-ct}+ct-1)}{\alpha^2 æ(k+1)(r+a)^2\rho_0}\right]^{-1}\frac{\rho_{p0}}{æ}. \tag{21}$$

Соотношение (20) позволяет также найти теоретическую форму УВ в порошке, если исключить из него и из выражения для длины дуги параметр t.

Таким образом, для случая компактирования пористого материала до плотности монолита в первой УВ при двух рассмотренных схемах нагружения получены зависимости давления (10) и (21), а также кинематических параметров нагружения как функций от времени распространения сильной УВ в материале.

Для проверки применимости полученных результатов к задачам оценки параметров ударного нагружения пористых материалов сильными УВ выполнен эксперимент по схеме рис. 2, в котором реостатным методом [7], адаптированным к данному случаю, определялась форма УВ в материале. Заряд ВВ *1* размещается на поверхности пластины *2*, покрывающей исследуемый материал *3*, в котором располагается реостатный датчик *4* в виде отрезка нихромового провода в лаковой изоляции, натянутого под некоторым углом к поверхности пластины. В ходе эксперимента УВ, превращая порошок в монолитный материал, изменяет длину изолированной части датчика. Измерив сопротивление датчика со временем и зная скорость детонации ВВ, легко определить профиль ударной волны *5* в порошке. Детали метода рассмотрены в [7].

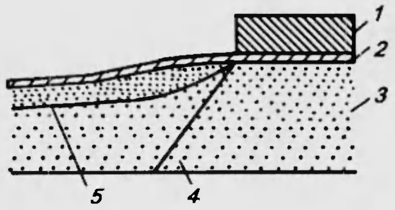

Рис. 2.

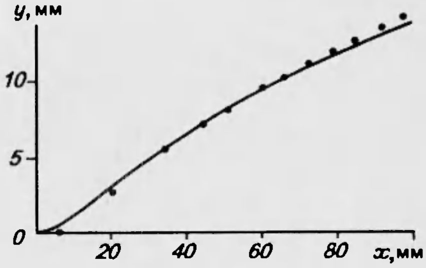

Рис. 3.

На рис. 3 сравниваются экспериментальная (точки) и рассчитанная (линия) формы УВ для одного опыта. В этом опыте по схеме рис. 2 зарядом гексогена ($\rho_0 = 1{,}0$ г/см^3, $\delta_0 = 20$ мм, $D = 6{,}3$ км/с, $k = 2{,}8$) через медную пластину ($\rho_1 = 8{,}9$ г/см^3, $\delta_1 = 2$ мм, длина 180 и ширина 90 мм) нагружался пористый материал ($\rho_{p0} = 4{,}53$ г/см^3, $\rho_{p1} = 8{,}4$ г/см^3, откуда в (3) и далее $\text{æ} \approx 0{,}46$) в виде сечки из латунной проволоки (длина элемента $2 \pm 0{,}1$, диаметр проволоки 0,2 мм). Из рис. 3 видно, что расхождение результатов расчета с экспериментом не превышает 5 %. Для достижения большей точности можно в качестве следующего приближения уравнение (11), описывающее форму пластины, записать с учетом противодавления со стороны порошка. После этого следует заново решить задачу метания для такой системы и полученное распределение давления подставить в соотношение (4). Соответствующие расчеты показали, что давление на поверхности от такой корректировки меняется незначительно, а следовательно, мало меняются и остальные результаты. Отметим, что хотя в продуктах детонации из-за наличия на пластине точки перегиба возникают волны сжатия, приводящие к некоторому повышению давления на поверхности, они слабо влияют на форму УВ в порошке. Это объясняется слабой интенсивностью волн сжатия и интегральным видом зависимости формы волны в порошке от распределения давления на его поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Нестеренко В. Ф.** Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск: Наука, 1992.
2. **Штерцер А. А.** Определение параметров прессования пористых тел зарядом ВВ через металлическую пластину // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 141–143.
3. **Deribas A. A., Staver A. M., Shtertser A. A.** Some aspects of explosive compaction of porous layers // 8th Int. Conf. High Energy Rate Fabrication, San Antonio, Texas, 17–21 June, 1984. P. 111–113.
4. **Дерибас А. А., Кузьмин Г. Е.** Двумерная задача о метании пластины скользящей детонационной волной // ПМТФ. 1970. № 1. С. 177–180.
5. **Кузьмин Г. Е.** О метании пластин в условиях сварки взрывом // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1979. Вып. 29. С. 137–142.
6. **Vacek J.** The acceleration of metal plates packing an explosive charge on both sides // 1st Int. Symp. Explosive cladding. Marianske Lazne, 5–9 Oct., 1970. P. 79–92.
7. **Кузьмин Г. Е., Мали В. И., Пай В. В.** О метании плоских пластин слоями конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 558–562.

Поступила в редакцию 27/VI 1994 г.