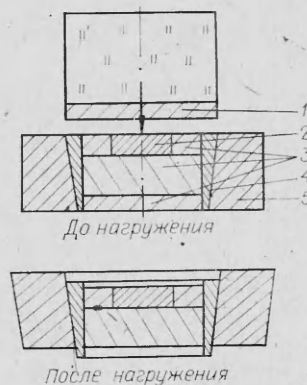


давлении 460 кбар. В наших экспериментах при нагружении на пушке калибром 50 мм образцов $10 \times 10 \times 10$ мм волной 200 кбар при использовании различных цилиндрических обоек не удалось снизить остаточную деформацию до уровня менее 5–6%.

Остаточная деформация порядка и менее 1% может быть получена при ударном нагружении по схеме, представленной на рисунке. Здесь 1 — ударник с метаемой пластиной; 2 — исследуемый образец; 3 — обойма из материала образца с откольным элементом; 4, 5 — коническая вставка и охранное кольцо из пержающей стали. По данной схеме получена остаточная деформация менее 1% при ударном нагружении меди с давлением 50–250 кбар и длительностью 1–2 мкс на пушке, а также алюминия — 300 кбар и меди — 750 кбар при метании пластины с помощью ВВ.

Принципиальным отличием схемы сохранения является коническая поверхность между вставкой (это может быть и сам образец) и охранным кольцом. Угол конуса подбирается так, чтобы боковое растекание компенсировалось одновременным продавливанием вставки в коническое отверстие. Увеличение угла при вершине конуса и уменьшение высоты обоймы приводит к возрастанию эффекта продавливания, т. е. к уменьшению остаточной деформации сжатия вплоть до смены знака деформации на растяжение.



Поступила в редакцию 16/IV 1984,
после доработки — 16/IX 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. R. N. Orava, M. A. Meyers, G. A. Stone. 6-th Intern. Conf. on High Energy Forming Methods. Essen, 1977.
2. М. А. Могилевский. Механизмы деформации при нагружении ударными волнами (обзор). Деп. ВИНТИ, № 2830 — 80.
3. A. L. Stavens, O. E. Jones. Trans. ASME, Ser. E, 1972, 39, 321.
4. Н. В. Губарева, Т. М. Соболенко, Т. С. Тесленко. ФГВ, 1977, 13, 4, 636.
5. L. E. Murr, D. Kuhlmann-Wilsdorf. Acta Metall., 1978, 26, 847.

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ УСКОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

М. С. Барышев, В. З. Касимов, Ю. П. Косточко, Ю. П. Хоменко
(Томск)

Рассматривается ускорение твердых частиц высокоскоростной струей продуктов детонации (ПД) трубчатого заряда, заключенного в цилиндрическую оболочку. Метод аналогичен приведенному в работах [1, 2], а его схема состоит в следующем: детонация заряда инициируется ударом поршня, от которого в нужный момент отделяется частица [3] (рис. 1). Задача состоит в определении влияния начальных возмущений (отклонение частицы от оси симметрии, разброс в скорости и времени отделения от поршня) на конечный результат ускорения. Для ее решения предпринято численное моделирование явления.

Продукты детонации и непрореагировавшее ВВ считаются невязким нетеплопроводным газом, подчиняющимся реальному уравнению состояния из [4]. Осесимметричное движение описывается следующей системой уравнений [5]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u r) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v r) = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho uv) &= -\frac{\rho uv}{r}, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v^2 + p) &= -\frac{\rho v^2}{r}, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho Er) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho ur\left(E + \frac{p}{\rho}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial r}\left[\rho vr\left(E + \frac{p}{\rho}\right)\right] &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x, r — цилиндрические координаты; t — время; u, v — составляющие вектора скорости; ρ — плотность; p — давление; $E = e(p, \rho) + (u^2 + v^2)/2$ — полная энергия единицы массы газа; e — внутренняя энергия; ψ, Q — степень превращения и калорийность ВВ. Значение $\psi = 0$ соответствует неразложившемуся ВВ, $\psi = 1$ — продуктам детонации. Алгоритм расчета ψ близок к описанному в [6] и приведен в [7].

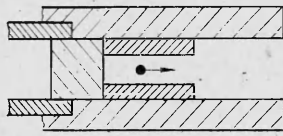


Рис. 1.

На границах с поршнем, оболочкой и на оси симметрии, а также на цилиндрической поверхности, разделяющей неразложившееся ВВ ($\psi < 0,99$) и ПД в канале заряда, ставится граничное условие непротекания. На границе расчетной области с окружающей заряд средой принимается условие, описанное в [7]. В начальный момент полагается: в области, занятой ВВ,

$$u = v = 0, \quad p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \psi = 0,$$

в области, занятой газовой средой,

$$u = v = 0, \quad p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \psi = 1.$$

Система (1) решается численно методом С. К. Годунова в подвижной сетке [8].

Оболочка считается идеальной несжимаемой жидкостью, причем предполагается, что она движется только в радиальном направлении. Тогда движение произвольного сечения $x = \text{const}$ описывается уравнениями [9]

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{c}{a}, \\ \frac{dc}{dt} &= \frac{1}{\ln \frac{b}{a}} \left[\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right) \frac{c^2}{2} + \frac{p^0(x, t)}{\rho_r} \right], \\ b &= \sqrt{a^2 + b_0^2 - a_0^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $a(b)$ — внутренний (внешний) радиус оболочки; $c = vr$ — первый интеграл уравнения неразрывности; $p^0(x, t)$ — давление ПД на внутренней поверхности оболочки; ρ_r — плотность материала оболочки. Начальные условия:

$$t = 0: \quad a = a_0, \quad b = b_0, \quad c = 0.$$

Считаем, что правый торец поршня плоский, а трение об оболочку отсутствует. Тогда для траектории правого торца $x_{\pi}(t)$ справедливо уравнение

$$m_{\pi} \frac{d^2 x_{\pi}}{dt^2} = 2\pi \int_0^{R_{\pi}} p(x_{\pi}, r) r dr, \quad (3)$$

m_{π} — масса; R_{π} — радиус поршня. Рассмотрены предельные случаи: 1) поршень полностью перекрывает внутреннюю полость оболочки, тогда в (3) $R_{\pi} = a(x_{\pi}, t)$; 2) поршень абсолютно жесткий ($R_{\pi} = a_0$).

При постановке граничных условий для ПД считалось, что реализуется критическое истечение через зазор между поршнем и деформируемой оболочкой. Начальные условия:

$$t = 0: \quad x_{\pi} = 0, \quad \frac{dx_{\pi}}{dt} = U_{\pi}.$$

Системы (2) и (3) решаются методом Эйлера.

Уравнение движения частиц под действием аэродинамической и архимедовой сил имеет вид [10]:

$$\delta d_n \frac{d^2 \mathbf{Z}}{dt^2} = 0,75 c_d(M) \rho \left(\mathbf{w} - \frac{d\mathbf{Z}}{dt} \right) \left| \mathbf{w} - \frac{d\mathbf{Z}}{dt} \right| - d_n \text{grad } p. \quad (4)$$

Здесь δ , d_n — плотность и диаметр частицы; $\mathbf{Z} = X\mathbf{i} + R\mathbf{j}$ — радиус-вектор частицы; $\mathbf{w} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$; $c_d(M)$ — коэффициент сопротивления (известная функция числа Маха (M) потока ПД относительно частицы).

Уравнение (4) интегрируется методом Эйлера на фоне решения (1) при начальных условиях

$$t = 0: X = X_0, \frac{dX}{dt} = U_0, R = R_0, \frac{dR}{dt} = V_0.$$

Предположим, что диаметр частицы в процессе разгона остается постоянным и нахождение частицы в струе не влияет на параметры набегающего потока, тогда на фоне решения задачи о движении поршня, ПД и деформации оболочки можно рассчитать ускорение серии частиц, различающихся плотностью, диаметром, начальным положением и скоростью.

Выберем параметры, имеющие независимые размерности: d_0 — внутренний диаметр заряда, D — скорость детонации ВВ, δ_0 — плотность ВВ. Геометрические параметры заряда удобно характеризовать следующими безразмерными величинами: $\bar{d} = d_1/d_0$, $\bar{l} = l_0/d_0$, $\bar{s} = s_0/d_0$. Здесь $d_1 = 2a_0$ и l_0 — внешний диаметр и длина заряда; s_0 — длина части оболочки, protruding channel of the charge.

Влияние $U_{п0}$ исследовалось при $\bar{d} = 1,5$, $\bar{l} = 10$, $\bar{s} = 5$. От $U_{п0}$ сильно зависят масса M_c и энергия E_c газа, перетекшего через фиксированное сечение $x = l d_0$ за время $\tau = Dt/d_0 = 10$. При росте $U_{п0}$ от $0,25 D$ до $0,43 D$ значения M_c и E_c увеличиваются в 2,5—2,8 раза. В то же время в предельных случаях движения поршня величины M_c и E_c совпадают. Это объясняется тем, что во втором случае утечка газа через кольцевой зазор компенсируется большей скоростью поршня, поскольку из-за меньшей площади поперечного сечения ему сообщается меньший тормозящий импульс. Естественно, что рост M_c и E_c при увеличении $U_{п0}$ приводит в конечном итоге к повышению конечной скорости частиц U_k . Так, при увеличении $U_{п0}$ от $0,33 D$ до $0,43 D$ прирост U_k составляет $\sim (0,1-0,15) D$.

Анализ результатов расчетов показал, что структура течения ПД качественно совпадает со случаем течения ПД при детонации трубчатого заряда [7, 11]. Наличие массивной внешней оболочки и поршня эквивалентно повышению толщины трубчатого заряда. Образующаяся струя ПД имеет такую же скорость на оси симметрии заряда и такую же степень неоднородности по поперечному сечению канала заряда.

Струю можно условно разбить на две части. На участке от ее «головы» до фронта детонации преобладает аэродинамическая сила, действующая на частицу в направлении оси заряда. Распределения скорости и плотности по сечению канала монотонные с максимальными значениями на оси. Радиальная компонента вектора скорости частицы при ускорении практически не меняется. Около фронта детонации течение характеризуется большим градиентом давления. Здесь аэродинамическая и архимедова силы сравнимы, причем последняя действует и в радиальном направлении. В результате возможны отклонение частицы от оси, попадание на стенку канала, разрушение под действием перегрузок.

Влияние на результат ускорения X_0 , U_0 и угла α между осью симметрии и вектором скорости частицы в момент отделения от поршня в типичном случае показано на рис. 2 при $\bar{d} = 1,5$, $\bar{l} = 10$, $\bar{s} = 5$, $U_{п0} = 0,43 D$, $d_n = 0,1 d_0$, $\delta = 4,9 \delta_0$. На рис. 2, а, б изображены изолинии U_k/D (сплошные кривые) и максимального удвоенного скоростного напора потока ПД относительно частицы (штриховые кривые, величины приведены в ГПа). В плоскости $(X_0/d_0, U_0/D)$ существует область, в ко-

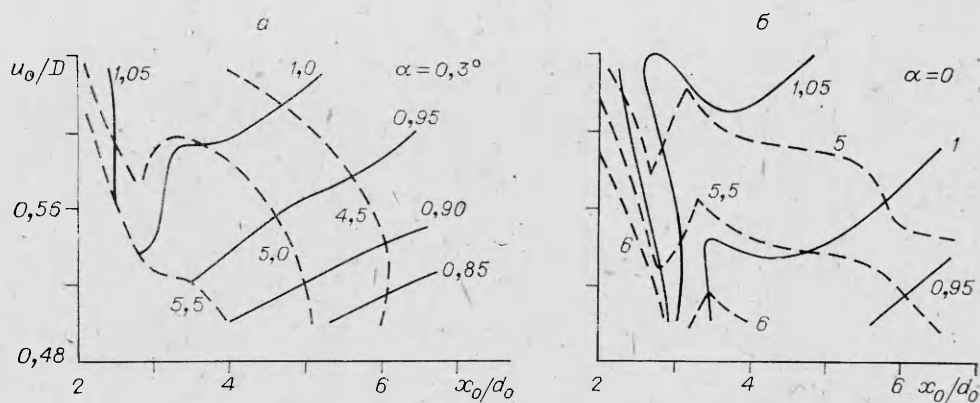


Рис. 2.

торой влияние U_0 и X_0 на U_k незначительно. В то же время необходимо, чтобы угол α был как можно меньше. Это предъявляет высокие требования к системе отделения частицы от поршня. Практически, как показал анализ результатов расчетов, достаточно выполнения неравенства

$$\operatorname{tg} \alpha \leq 0,4 \frac{d_0}{X_0} \left(1 - \frac{U_{n0}}{U_0} \right),$$

которое получено из требования, чтобы разброс конечной скорости частицы не превышал 10% ее максимального значения, соответствующего нахождению частицы в процессе ускорения на оси симметрии.

Основное преимущество исследуемого способа ускорения в сравнении с описанным в [1, 2] состоит в возможности уменьшения длины заряда до $10 d_0$ при одинаковой конечной скорости и меньшей аэродинамической нагрузке. При этом следует отметить необходимость преодоления гораздо больших технических трудностей при практической реализации.

Поступила в редакцию 11/VII 1984,
после доработки — 8/X 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Титов, Ю. И. Фадеев, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1051.
2. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.
3. Патент США № 3468217.
4. В. Ф. Куропатенко. ЧММСС, 1977, 8, 6, 68.
5. Л. В. Шуршалов. ЖВММФ, 1980, 20, 3, 793.
6. М. Л. Уилкинс. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
7. В. З. Касимов, Ю. П. Хоменко. — В кн.: Вопросы нестационарной газовой динамики. Томск, 1984.
8. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
9. В. А. Одинцов, В. В. Селиванов, Л. А. Чудов. ПМТФ, 1974, 2, 152.
10. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
11. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеев. ФГВ, 1974, 10, 1, 119.

О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА УДАРНОГО ПРЕССОВАНИЯ

С. С. Бацанов
(Москва)

Известно, что для превращения под давлением порошкообразного материала в монолитный (100% по плотности, без трещин) образец необходимо преодолеть предел упругости данного тела, т. е. заставить материал пластически деформироваться. При статическом прессовании