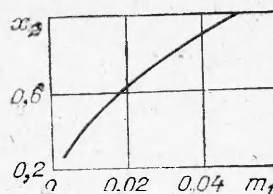


Рис. 3. Область справедливости плоского приближения, определяемая неравенством (8) с $\varepsilon = 0,05$.



для значений внутреннего радиуса x_2 , удовлетворяющих (8), с заданной точностью осевой симметрией процесса можно пренебречь. На рис. 3 эти результаты представлены графически на плоскости m_1, x_2 . Кривая, соответствующая знаку равенства в (8), делит плоскость на две части: выше этой кривой с соответствующей ей точностью процесс движения стенки трубы можно рассматривать в плоском приближении.

Поступила в редакцию 24/III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Кинеловский. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1974.
3. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1974.
4. Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1978, 3.

О КРИТИЧЕСКИХ УГЛАХ СТОЛКНОВЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

А. А. Штерцер
(Новосибирск)

При наклонном падении ударной волны на жесткую стенку возможны два режима отражения — регулярный и нерегулярный (рис. 1) [1]. Границу перехода между этими режимами удобно отображать в виде кривой $\alpha_{кр}(p)$ на плоскости $\alpha - p$, где α — угол падения ударной волны на стенку; p — давление за фронтом падающей волны; $\alpha_{кр}$ — критический угол.

В [2] проводились подробные исследования режимов отражения ударных волн в компактных металлах — алюминии, меди, свинце и железе. С использованием метода ударных поляр [1] рассчитаны кривые $\alpha_{кр}(p)$ для всех четырех металлов. Систематические исследования различных режимов отражения в пористых материалах проведены, например, в [3].

В [4—6] экспериментально и расчетным путем построены кривые $\alpha_{кр}(p)$ для пористых титана и алюминия. Показано, что $\alpha_{кр}$ для компактных металлов монотонно спадает с ростом давления, а для пористых металлов — монотонно возрастает (в исследованном диапазоне давлений).

Расчет $\alpha_{кр}(p)$ в [4] проводился с использованием уравнения состояния Грюнайзена без учета прочности материала. Однако такой подход пригоден только при достаточно высоких (по сравнению с прочностью) давлениях. Для получения информации о ходе кривой $\alpha_{кр}(p)$ при $p \rightarrow 0$ следует проводить расчеты с привлечением прочностных характеристик материала.

Учет прочности усложняет решение рассматриваемой задачи, поскольку тензор напряжений за фронтом ударной волны в пористом теле, строго говоря, не является шаровым [7]. В этой ситуации отраженная волна распространяется по веществу, находящемуся в сложнапряженном состоянии. Существуют подходы, позволяющие на основе некоторых упрощений преодолеть указанные трудности. При этом упрощенные модели достаточно удовлетворительно описывают физику явления. В [8], например, для решения задачи о взрыве в грунте используется модель пластичной жидкости, в которой грунт считается уплотненным до нулевой

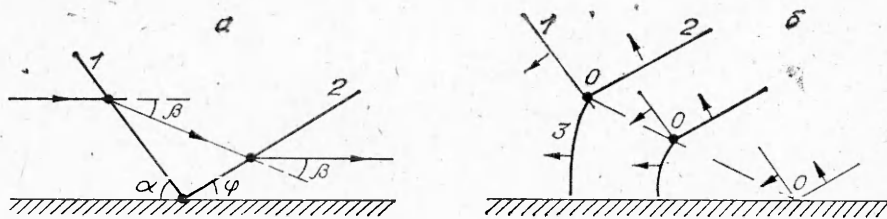


Рис. 1. Регулярный (а) и нерегулярный (б) режимы отражения.
1 — падающая ударная волна; 2 — отраженная ударная волна; 3 — головная ударная волна;
 β — угол поворота потока вещества; α , φ — соответственно углы падающей и отраженной волн.

пористости, если давление в ударной волне превышает некоторую величину $p_{кр}$. В [9] для определения структуры фронта ударной волны пористую среду разбивают на элементарные ячейки, содержащие по одной сферической поре. Каждая ячейка движется во фронте как целое с массовой скоростью среды, а также сжимается под действием давления в волне. Такой подход позволяет отдельно решить задачу о сжатии ячейки, считая течение материала вязкопластическим, а затем выразить давление в твердом компоненте среды

$$p_t = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3,$$

где σ_r и σ_θ — радиальная и тангенциальная составляющие локального тензора напряжений. Усреднив затем p_t по объему элементарной ячейки, авторы [9] предлагают удобное для исследований выражение для давления во фронте ударной волны

$$p = p_s(\rho) + p_v(\rho, \dot{\rho}) + p_d(\rho, \dot{\rho}, \ddot{\rho}).$$

Здесь

$$p_s = \frac{2\sigma_T}{3} \ln \frac{\rho_T}{\rho_T - \rho}, \quad p_v = 4\eta\rho/3(\rho_T - \rho),$$

$$p_d = \frac{\rho_T \alpha_0^2}{(\alpha_0 - 1)^{2/3} \rho^{8/3}} \left\{ \left[\frac{\rho_T^{2/3} - (\rho_T - \rho)^{2/3}}{2} - \frac{\rho}{3(\rho_T - \rho)^{1/3}} \right] (-\rho\ddot{\rho} + 2\dot{\rho}^2) + \left[\frac{1}{\rho_T^{1/3}} - \frac{1}{(\rho_T - \rho)^{1/3}} + \frac{\rho}{3(\rho_T - \rho)^{4/3}} \right] \frac{\dot{\rho}^2 \rho_T}{6} \right\},$$

$$\alpha_0 = \rho_T/\rho_0,$$

где ρ_0 — начальная плотность пористого материала; ρ_T — плотность твердого вещества; ρ — плотность материала во фронте ударной волны при давлении p ; σ_T — предел текучести твердого вещества; η — коэффициент вязкости твердого вещества. Точка означает дифференцирование по времени.

Нетрудно видеть, что за фронтом ударной волны, когда $\dot{\rho}$ и $\ddot{\rho}$ равны нулю, члены p_v и p_d также равны нулю. В результате

$$p = \frac{2\sigma_T}{3} \ln \frac{\rho_T}{\rho_T - \rho}. \quad (1)$$

Формула (1) является ударной адиабатой пористого вещества в области давлений, сравнимых с прочностью материала. При этом, как и в [9], разогрев материала считается незначительным (оценка температуры будет сделана позднее). В (1) плотность твердого вещества ρ_T считается независимой от давления, однако, как показывают расчеты, величина критического угла сильно меняется при небольших изменениях плотности за фронтом падающей ударной волны. Внесем в (1) изменения с тем, чтобы учесть упругое сжатие твердого вещества. Используя объемную скорость звука $c_T = v_T \left[-\left(\frac{\partial p}{\partial v_T}\right)_s \right]^{1/2}$, можно получить

$$\rho_T(p) = \rho_{0T}/(1 - p/\rho_{0T}c_T^2). \quad (2)$$

где ρ_{0T} — плотность твердого вещества при нормальных условиях; c_T — скорость звука твердого вещества; v_T — удельный объем твердого вещества.

Из (1) и (2) получим для удельного объема порошка

$$v = \frac{v_{0T} \left(1 - p/\rho_{0T}c_T^2\right)}{1 - \exp(-3p/2\sigma_T)}. \quad (3)$$

Поскольку в данном случае $p \ll \rho_{0T}c_T^2$, то (3) незначительно отличается от (1), но позволяет более точно отыскать критические углы.

Заметим, что при $p/\sigma_T \gg 6$ экспонентой в (3) можно пренебречь. Обозначая индексом 1 параметры падающей волны, а индексом 2 — отраженной, получим систему

$$v_1 = \frac{v_{0T} \left(1 - \frac{p_1}{\rho_{0T}c_T^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{3p_1}{2\sigma_T}\right)}, \quad (4)$$

$$v_2 = v_{0T} \left(1 - \frac{p_2}{\rho_{0T}c_T^2}\right).$$

Во втором уравнении системы (4) пренебрегаем экспонентой, поскольку, как показывают расчеты, давление в отраженной волне более чем в 6 раз превышает σ_T .

Из законов сохранения на ударных разрывах вытекают следующие соотношения (см. рис. 1)

$$\operatorname{tg}(\alpha - \beta)/\operatorname{tg} \alpha = \rho_0/\rho_1 = v_1/v_0, \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \varphi/\operatorname{tg}(\varphi + \beta) = \rho_1/\rho_2 = v_2/v_1, \quad (6)$$

$$u_1 \cos \alpha = u_2 \cos \varphi, \quad (7)$$

где α , φ — углы падающей и отраженной волн соответственно; β — угол отклонения набегающего потока; u_1 , u_2 — приращения массовых скоростей за фронтом падающей и отраженной волн соответственно.

Из (6) следует

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{2 \operatorname{tg} \beta} \pm \sqrt{\left(\frac{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{2 \operatorname{tg} \beta}\right)^2 - \frac{\rho_1}{\rho_2}}.$$

Знак плюс перед корнем соответствует сильной ветви ударной поляры, минус — слабой. Регулярный режим отражения будет возможен, лишь когда подкоренное выражение не меньше нуля. Отсюда для критического режима

$$\operatorname{tg} \beta_{\text{кр}} = \frac{1 - \rho_1/\rho_2}{2 \sqrt{\rho_1/\rho_2}}, \quad (8)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{кр}} = \sqrt{\rho_1/\rho_2}. \quad (9)$$

Используя известные соотношения для ударных волн

$$u_1^2 = p_1(v_0 - v_1),$$

$$u_2^2 = (p_2 - p_1)(v_1 - v_2),$$

а также уравнения (4), (7) и (9), можно получить уравнение для критического угла падающей волны

$$\cos^2 \alpha_{\text{кр}} = \frac{[\rho_{0T}c_T^2(1 - v_2/v_{0T}) - p_1](v_1 - v_2)}{p_1(v_0 - v_1)(1 + v_2/v_1)}. \quad (10)$$

Это уравнение совместно с (4), (5) и (8) образует систему, решая которую для заданного p_1 можно найти $\alpha_{\text{кр}}$ и параметры отраженной вол-

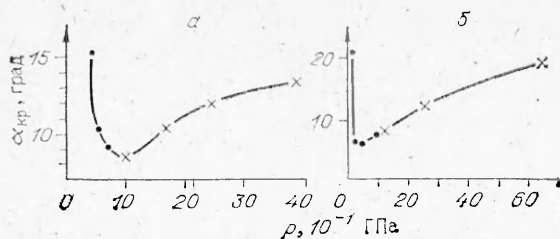


Рис. 2. Критические углы для пористых титана (а) и алюминия (б).

а) $\rho_0 = 1,65$ г/см³; б) $\rho_0 = 1,35$ г/см³. Точки — расчеты с учетом прочности; × — данные из [4].

дальнейшем уменьшении давления $\alpha_{кр}$ резко возрастает. При $p \rightarrow 0$ (так же как и для компактных металлов [2]), $\alpha_{кр}$ должно стремиться к $\pi/2$.

Сделаем оценку разогрева вещества за фронтом ударной волны. Приращение внутренней энергии на единицу массы вещества

$$\Delta \epsilon = p(v_0 - v)/2.$$

Нетрудно показать, что упругая составляющая внутренней энергии мала по сравнению с термической, поэтому можно написать

$$c_v \Delta T \approx \Delta \epsilon,$$

где c_v — удельная теплоемкость твердого вещества; ΔT — прирост температуры.

Взяв давления, при которых критический угол минимален (1 и 0,4 ГПа для титана и алюминия соответственно), получим $\Delta T \approx 370$ К для титана и $\Delta T = 85$ К для алюминия, что подтверждает сделанное ранее предположение о малом разогреве вещества.

Поступила в редакцию 18/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
2. Л. В. Альтшулер, С. Б. Корнер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 1382.
3. Н. А. Костюков. Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1978.
4. Н. А. Костюков, А. М. Ставер. III Симпозиум по обработке металлов взрывом. Т. 2. Марианске Лазне, 1976.
5. Н. А. Костюков, А. М. Ставер. ФГВ, 1977, 13, 1.
6. Н. А. Костюков. ПМТФ, 1977, 3.
7. Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер. ФГВ, 1973, 9, 6.
8. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
9. С. З. Дунин, В. В. Сурков. ПМТФ, 1979, 5.
10. Б. А. Колачев, В. А. Ливанов, В. И. Елагин. Металловедение и термическая обработка цветных металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1972.

ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ УДАРОМ ОТ МАССЫ УДАРЯЮЩЕЙ ПЛАСТИНКИ

М. Я. Васильев
(Черноголовка)

При определении критической энергии инициирования детонации или горения ВВ и порохов необходимо знать влияние массы ударяющей пластинки. Цель данной работы — определение минимальной (критической) энергии возбуждения детонации октогена и выбор оптимальной массы ударяющей пластинки. Предварительные данные для октогена опубликованы в работе [1].