

ФИЗИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СПЛОШНЫХ ТЕЛ С ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

А. С. Баланкин

Вопросы поведения твердых тел при ударных воздействиях представляют значительный интерес для различных областей современной физики и техники. Особое внимание уделяется проблеме высокоскоростного удара, когда реализуются гидродинамический или взрывной механизмы взаимодействия сталкивающихся тел [1-3]. При этом основные результаты, как экспериментальные, так и теоретические, получены для случая проникания бойков в сплошные среды [1-5]. В то же время имеющиеся данные [6-8] указывают на то, что характер разрушения пористых материалов в области высокоскоростного удара может существенно отличаться от характера разрушения сплошных тел. Однако теоретически вопросы о внедрении в пористые среды и их разрушении при высокоскоростном ударе исследованы явно недостаточно.

В настоящей работе предлагается физическая модель, позволяющая объяснить известные и предсказать новые особенности разрушения пористых сред при столкновении со сплошными бойками.

Будем рассматривать удар сплошного бойка в пористую мишень из того же материала. Размер пор считаем много меньшим, чем характерные геометрические размеры бойка, причем пористость закрытая, т. е. поры не заполнены воздухом. Кроме того, линейный размер бойка в направлении удара будем считать достаточно малым, так что до момента окончания взаимодействия режим его внедрения в мишень не меняется. Для описания пористой среды воспользуемся моделью сферических (или цилиндрических) ячеек [9]. Начальную пористость будем характеризовать отношением удельного объема пористой среды к удельному объему сплошного вещества $b_0^n (b_0^n - a_0^n)^{-1}$, где a_0 , b_0 — начальные радиусы поры и ячейки; $n=2, 3$ — для цилиндрических и сферических ячеек соответственно. Реологическое поведение пористой среды при рассматриваемых скоростях удара $v_0 > 2\sqrt{\frac{\sigma_{пр}}{\rho_0}}$ ($\sigma_{пр}$, ρ_0 — динамический предел прочности и плотность сплошного вещества; здесь мы пренебрегаем различием физических свойств материалов бойка и преграды) в общем случае может быть описано в рамках модели сжимаемой вязкопластической среды, причем при $\alpha_0 > 1, 2$ (α_0 — отношение плотности вещества к плотности пористой среды) сжимаемость пористой среды определяется только величиной α_0 .

Анализ задачи позволяет выделить следующие безразмерные параметры, определяющие динамику взаимодействия бойка с преградой:

$$\alpha_0, M_0 = \frac{u}{c_0}, M_\alpha = \frac{u}{c_\alpha}, Re = \frac{a_0 u}{\nu}, Y = \frac{a_0 \sigma_{пр}}{\rho_0 u^2},$$

$$\tau = \frac{t u}{a_0}, \lambda(\alpha), \frac{v_0^2}{C(T) \beta(T)}, \frac{a_0 u^2}{\Delta H_{исп}}, \quad (1)$$

где ν — вязкость; $H_{исп}$ — теплота испарения; c_0 , c_α — скорость звука в сплошном веществе и пористой среде; $C(T)$, $\beta(T)$ — теплоемкость и коэффициент теплового расширения; $\lambda(\alpha)$ — параметр ударной адиабаты; $D = c + \lambda u$, D и u — скорость ударной волны и массовая скорость вещества за фронтом ударной волны. В зависимости от соотношения указанных параметров возможны различные режимы взаимодействия бойка с пористой средой.

а) При $M_\alpha < 1$, но $v_0 > 2\sqrt{\sigma_{пр}/\rho_0}$ будет реализоваться модифицированный гидродинамический механизм взаимодействия, режим которого определяется параметрами Re , Y , M_α , M_0 .

И. При $Re < R [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]$, где $R \approx 8.5$ во фронте ударной волны, формируемой при ударе, будет происходить плавное захлопывание (затекание) пор, и в зависимости от значений M_α и M_0 могут реализоваться три различных режима проникания бойка в преграду.

1) В случае достаточно малой пористости возможен дозвуковой режим проникания $u < c_\alpha$, когда захлопывание пор с $a_0 < a_{пр}$ происходит во фронте отошедшей от поверхности контакта ударной волны (рис. 1, а), и на стационарном этапе скорость и глубина проникания не зависит от пористости (для пористой меди $\alpha_0 = 1.05$ данный режим реализуется, например, при $v_0 = 3$ км/с и $a_0 \leq 20$ мкм).

2) Поскольку скорость звука уменьшается с ростом пористости [10], то при достаточно больших α_0 процесс проникания будет сверхзвуковым относительно пористой среды и дозвуковым относительно сплошного вещества $M_0 < 1 < M_\alpha$. При этом на стационарном этапе проникания ударная волна неподвижна относительно точки контакта (рис. 1, б), а скорость u , глубина L и время внедрения равны

$$u = \alpha_0 v_0 [\alpha_0 + (2\alpha_0 - 1)^{1/2}]^{-1},$$

$$\tau_0 = \frac{l_0}{v_0} [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]; \quad L = l_0 \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}. \quad (2)$$

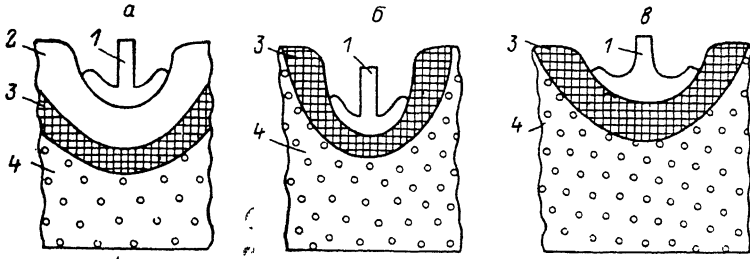


Рис. 1. Проникание бойка в пористую среду с размером пор $a_0 < a_{\text{кр}} \approx 8.5 \nu v_0^{-1} [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]$.

1 — боек из сплошного материала, 2 — сплошная среда, 3 — фронт ударной волны, 4 — пористая среда. а — $M_0 < M_\alpha < 1$, $v_0 > 2 \sqrt{\sigma_{\text{пр}}/\rho_0}$, $Y < 1$; б — $M_0 < 1 < M_\alpha$. $Y < 1$; в — $M_\alpha > M_0 > 1$; $Y < 1$.

Из этого видно, что глубина проникания в сплошную и пористую преграды (из разных материалов), имеющих одинаковую плотность, во втором случае будет меньше (например, при $v_0 = 3$ км/с глубина проникания бойка из Al ($l_0 = 5$ см, $d_0 = 0.3$ см, $\rho_0 = 2.7$ г/см³) в пористую медь ($\alpha_0 = 1.94$, $\rho_{\text{п}} = 4.6$ г/см³, $a_0 < 5$ мкм) в 1.13 раза меньше, чем в сплошной титан с $\rho_{\text{п}} = 4.6$ г/см³).

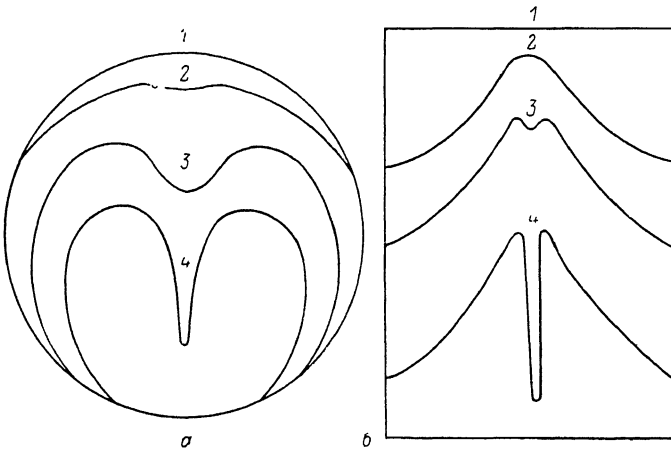


Рис. 2. Захлопывание пор с $a_0 = 20 \nu v_0^{-1} [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]$ при $M_0 \ll 1$, $M_\alpha = 3$. а — сферическая пора, б — цилиндрическая пора; $0 = \tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$.

3) При $1 < M_0 < M_\alpha$ $Re < 8.5 [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]$ и $\alpha_0 > 1.2$

$$L = l_0 \alpha_0 \sqrt{\frac{1 + \beta_c}{2\alpha_0 - 1}},$$

где $\beta_c = 1 - \rho_0/\rho_1$, ρ_1 — плотность бойка за ударной волной.

II. При $Re > 8.5 [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]$ процесс взаимодействия бойка с пористой средой будет осложнен эффектами кумуляции при захлопывании пор. При этом также возможны три различных режима взаимодействия.

1) При $M_\alpha < 1$ в отходящем от точки контакта фронте ударной волны, ширина которого оказывается много больше a_0 , происходит захлопывание пор с кумуляцией энергии в точке $a=0$ аналогично рассмотренной ранее [11] кумуляции при динамическом прессовании порош-

ков. Кумуляция приводит к быстрому нарастанию давления и образованию сильных ударных волн, усиливающих разрушающее действие удара.

2) При $c_a < u < c_0$ процесс кумуляции будет существенно отличаться от рассмотренного выше. Из результатов расчета динамики захлопывания пор при $M_0 < 1 < M_a$ (рис. 2) видно, что в процессе деформации поры формируется кумулятивная струя, имеющая высокую скорость $v_{ст}$ определяемую значениями u и Re и геометрией поры, причем для сферических пор $u < v_{ст} < c_0$, а для цилиндрических $v_{ст} > c_0$. Кумулятивный струйчатый механизм формирования ударного фронта наблюдался экспериментально в [8] при нагружении пористых образцов из меди и свинца ($\alpha_0 > 5$, $a_0 \sim 2$ мм) детонационной волной.

При большой пористости, когда $Y \gg 1$, процесс проникания с $M_0 < 1 < M_a$ подобен процессу обтекания бойка сверхзвуковым газовым потоком. Экспериментально подобный режим проникания исследован в [7].

При $Y < 1$ и $M_0 < 1 < M_a$ процесс взаимодействия будет иметь нестационарный характер в течение всего времени проникания, и глубина внедрения бойка в преграду равна

$$L = l_0 \frac{\sqrt{\alpha_0 - 1}}{\sqrt{\alpha_0}}. \quad (3)$$

3) При $M_0 > 1$ происходит сжатие пор с $a_0 > a_{кр}$ с кумуляцией энергии в точке $a = a_0$. Быстрое выделение энергии приводит к резкому повышению температуры и переходу вещества во фронте ударной волны в плазменное состояние. Для Si с $\alpha_0 = 25$, $a_0 = 2$ мм данный режим имеет место при $v_0 > 6.8$ км/с, что подтверждается экспериментальными данными [8].

б) При сверхвысоких скоростях удара $v_0 \gg c_0$ реализуется взрывной механизм выделения кинетической энергии бойка. При этом характерные время τ_0 и интенсивность I энерговыделения равны

$$\tau_0 = \frac{l_0}{v_0} \frac{(\sqrt{\alpha_0} - 1)(\sqrt{\alpha_0} + 1)^3}{\alpha_0 \sqrt{\alpha_0}}, \quad I = \frac{\rho_0 \alpha_0^2 \sqrt{\alpha_0} v_0^3}{2(\sqrt{\alpha_0} - 1)(\sqrt{\alpha_0} + 1)^5}, \quad (4)$$

откуда видно, что с ростом α_0 интенсивность энерговыделения падает.

Автор глубоко признателен А. А. Кожушко и Г. С. Пугачеву за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

- [1] Златин Н. А., Красильщиков А. И., Мишин Г. И., Попов Н. Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. 194 с.
- [2] Златин Н. А. ЖТФ, 1961, т. 31, № 8, с. 982—990.
- [3] Анисимов С. И., Бушман А. В., Канель Г. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 1, с. 9—12.
- [4] Златин Н. А., Кожушко А. А. ЖТФ, 1982, т. 52, № 2, с. 330—334.
- [5] Сагомонян А. Я. Проникание. М., 1974. 300 с.
- [6] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [7] Пряжин Г. В., Титов В. М. ПМТФ, 1969, № 5, с. 110—112.
- [8] Хвостов Ю. Б. ДАН СССР, 1987, т. 294, № 2, с. 302—306.
- [9] Дунин С. З., Сурков В. В. ПММ, 1979, т. 43, № 3, с. 511—518.
- [10] Балаккин А. С. Автореф. канд. дис. М., МИФИ, 1986. 18 с.
- [11] Балаккин А. С., Горбачев Л. П., Григорьев Е. Г., Скоров Д. М. ПМТФ, 1980, № 4, с. 132—136.

Поступило в Редакцию
2 сентября 1987 г.