

в сочетании с шлейфами малой частоты мембранные датчики занижают максимальное напряжение в снегу в большей мере, чем дисковые.

При учете естественного разброса свойств среды, напряжения, записываемые дисковыми датчиками в снегу в сочетании с электронными осциллографами, можно принять близкими к истинным. Отклонение волны от ударной, наблюдаемое на близких расстояниях от места взрыва (см. рис. 1, а), по-видимому, связано с запаздыванием в записи напряжения, в действительности волна ударная.

Таким образом, опыты показывают, что в снегу взрывные волны при распространении размываются, превращаясь из ударных в непрерывные волны сжатия. Скорость волн (максимума напряжения) уменьшается с падением напряжения. Нормальные и тангенциальные напряжения различны. При снятии нагрузки (за исключением области малых напряжений) сохраняются остаточные деформации. Скорость слабых продольных волн и интенсивность их угасания существенно зависят от частоты колебаний. С ростом частоты скорость и интенсивность угасания увеличиваются. Диаграммы предельного динамического и статического сжатия существенно различны. Подобными свойствами обладают нелинейные вязкопластические среды. В соответствии с этим для описания волновых процессов в снегу и грунтах может применяться единая модель вязкопластической многокомпонентной среды, предложенная ранее [1, 7]. Постоянные модели зависят от плотности, температуры и прочностных свойств снега. Отклонение предельных динамических диаграмм ($\sigma \rightarrow \infty$) от предельных статических диаграмм сжатия ($\sigma \rightarrow 0$) у снега больше, чем у грунтов, что приводит к более интенсивному угасанию волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах.— М.: Наука, 1982.
2. Ляхов Г. М., Салицкая В. И. ФГВ, 1983, 19, 1.
3. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.
4. Чернигов В. А. // Вторая континентальная экспедиция 1956—1958 гг.: Гляциологические исследования.— Л., 1960.
5. Богородский В. В., Добротин Д. Д. Акустический журнал, 1963, IX, 1.
6. Долов М. А., Халкечев В. А. // Тр. Высокоскоростного геофизического ин-та. Физика снега и снежные лавины.— Л.: Гидрометеониздат, 1970.— Вып. 16.
7. Ляхов Г. М. // Задачи механики в гляциологии и геокриологии.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.
8. Chae J. Phys. snow and ice, 1967, 1, 2.
9. Ляхов Г. М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах.— М.: Недра, 1964.

Поступила в редакцию 14/XII 1987,
после доработки — 18/III 1988

УДК 939.63

ФИЗИКА ПРОНИКАНИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ В ПОРИСТЫЕ СРЕДЫ

А. С. Баланкин
(Москва)

Задача расчета глубины проникания кумулятивных струй в различные среды имеет как прикладное, так и фундаментальное значение в свете проблемы высокоскоростного ударного взаимодействия твердых тел [1—10]. Реальная кумулятивная струя представляет собой поток несвязанных элементов — удлиненных бойков (материал которых нахо-

дится в кристаллической фазе), имеющих различные скорости [10, 11]. Взаимодействие удлиненного бойка с преградой условно можно разбить на четыре стадии, отражающие физические явления, сопровождающие процесс: 1) нестационарная стадия взаимодействия, на которой устанавливается волновая картина в преграде и бойке и формируется диссипативная структура, обеспечивающая гидродинамический режим деформации кристаллических материалов; 2) стационарный процесс проникновения бойка в преграду с постоянной скоростью; 3) затухание ударной волны (УВ) в преграде и инерционное расширение кратера; 4) упругое восстановление, определяющее окончательные размеры кратера.

При взаимодействии со сплошной средой элементов кумулятивной струи, длина которых много больше диаметра $l_0 \gg d_0$, при достаточно большой скорости удара v_0 стадия стационарного проникновения обычно является определяющей [6, 7]. Если известны выражения для глубины проникновения удлиненного бойка $L(v_0)$ при произвольных скоростях удара, то глубина проникновения кумулятивной струи — эшелонированного потока бойков с различными скоростями — с удовлетворительной точностью может быть оценена по методу [4].

В [4] на основе представлений о том, что при высоких давлениях, развиваемых при взаимодействии кумулятивной струи с преградой, материалы преграды и струи ведут себя как идеальные несжимаемые жидкости, разработана гидродинамическая теория проникновения кумулятивной струи в сплошную среду. В рамках гидродинамической модели L не зависит от v_0 и определяется только значением l_0 и отношением плотностей материалов струи ρ^c и преграды ρ^n

$$L = l_0 \sqrt{\frac{\rho^c}{\rho^n}}. \quad (1)$$

Гидродинамическая теория бронепробивания, основанная на модели идеальной жидкости, довольно хорошо описывает процесс внедрения кумулятивной струи в преграды из пластичных материалов, например металлов, в относительно узком диапазоне скоростей проникновения u :

$$\sqrt{2}c_T^c < u < c_i^c, \quad \sqrt{2}c_T^n < u < c_i^n, \quad (2)$$

где c_T^c , c_T^n и c_i^c , c_i^n — предельные скорости роста трещин и скорости продольного звука в материалах струи и преграды.

В [2—4, 6, 7, 14—16] феноменологически, в рамках гидродинамического подхода, проанализированы границы гидродинамических модельных представлений в теории высокоскоростного взаимодействия твердых тел и исследовано влияние сжимаемости, прочностных и реологических свойств материалов кумулятивной струи и преграды. В результате получены эмпирические выражения для глубины проникновения, позволяющие при наличии небольшого числа экспериментальных данных, необходимых для нахождения подгоночных параметров, с удовлетворительной точностью оценивать L . Недостаток феноменологического подхода — наличие в конечных выражениях подгоночных параметров, определяемых только из экспериментов по прониканию кумулятивной струи в исследуемый материал [3, 14], а самое главное — недостаточная физическая обоснованность исходных уравнений. Классическая теория пластичности, связывающая пластическую деформацию с перемещением дислокаций (двойников, границ зерен и т. п.), скорость которых не может превышать скорость поперечного звука c_t в деформируемом материале [17], не в состоянии объяснить гидродинамический режим деформации металлов, имеющий место как при $u < c_t$, так и при $u > c_t$.

Подчеркнем, что предположение о плавлении материалов струи и преграды вблизи контактной поверхности не нашли экспериментального подтверждения. Можно считать установленным [18], что при $u < c_t$ материалы взаимодействующих струи и преграды находятся в кристаллической фазе (при $u > c_t$ плавление материалов вблизи контактной по-

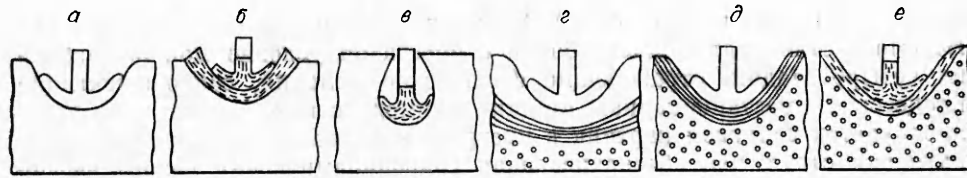


Рис. 1. Картина проникания удлиненного бойка в сплошные (а — в) и пористые (г — е) среды из пластичных (а, б, г — е) и хрупких (а, в) материалов при $Re_\alpha < Re_{\alpha_{кр}}$.

а) $c_T < u < c_l$; б) $u > c_l$; в) $u > c_l$; г) $M_0 < M_\alpha < 1$; д) $M_0 < 1 < M_\alpha$; е) $M_0 > 1$.

верхности наблюдалось в [19]). Использование модели «псевдопластической жидкости» [20] также не дает ответа на вопрос о механизме гидродинамического режима деформации, а кроме того, противоречит выводу неравновесной термодинамики [21]: переход от одного стационарного режима к другому для необратимых процессов, далеких от термодинамического равновесия (к каковым, несомненно, относятся процессы высокоскоростной деформации), происходит скачкообразно в результате кинетического фазового перехода при достижении величиной производства энтропии (определяемой в рассматриваемом случае величиной u) критического значения.

В [8, 9, 22] переходы между различными режимами деформации исследованы в рамках кинетического (синергетического) подхода, основанного на рассмотрении конденсации спонтанных (тепловых) и индуцированных (вызванных внешним воздействием, например ударом) флуктуаций плотности и сдвига в поле напряжений. Этот подход позволяет объяснить поведение как хрупких, так и пластичных материалов. В частности, можно описать кинетические фазовые переходы при увеличении скорости деформации между различными режимами сдвиговой деформации в области классической пластичности, которым соответствуют различные виды строения излома: ручьеобразное, фасеточное, ямочное и т. п., а также переход к гидродинамическому режиму деформации и эффект волнообразования при сдвиговой деформации твердых тел.

В [8, 22], исходя из обобщенных уравнений Гинзбурга — Ландау, получены уравнения движения, позволяющие описать процесс проникания кумулятивной струи в пластичные и хрупкие среды при $c_T < u < c_l$ и в хрупкие материалы при $c_l < u < c_R$. Дальнейшее увеличение u сопровождается переходом к режиму взрывного испарения материалов бойка и преграды. Картина стационарной стадии проникания при $c_T < u < c_l$ представлена на рис. 1, а. Для рассматриваемого режима глубина проникания определяется из одномерного уравнения движения [8]

$$0,5\rho^{\text{п}}u^2 + \rho^{\text{п}}v^{\text{п}}\dot{\epsilon}_{\text{п}} + Q^{\text{п}} = 0,5\rho^{\text{с}}(v_0 - u)^2 + \rho^{\text{с}}v^{\text{с}}\dot{\epsilon}^{\text{с}} + Q^{\text{с}}, \quad (3)$$

где $\dot{\epsilon}_{\text{п}} \approx u/2,5d_0$, $\dot{\epsilon}^{\text{с}} \approx v_0 - u/2,5d_0$ — скорости сдвиговой деформации преграды и струи; $Q^{\text{с}} = 0,5\rho^{\text{с}}c_T^2$; $Q^{\text{п}} = 0,5\rho^{\text{п}}c_T^{\text{п}2}$ — «прочностные» составляющие плотности диссипируемой энергии в режиме гидродинамической деформации материалов преграды и струи; $v = c_l^2\tau_T$ — вязкость; $\tau_T = R_\Phi/c_T$; R_Φ — радиус корреляции флуктуаций плотности (при $T = 300$ К для большинства материалов $R_\Phi \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ м [23]). Для металлов $v \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ м²/с, что согласуется с экспериментальными значениями v при $\dot{\epsilon} \geq 10^7$ с⁻¹, полученными в [19, 24—26]. Критическое значение числа Рейнольдса Re , отвечающее переходу от ламинарного к турбулентному гидродинамическому режиму деформации кристаллических тел: $Re_{\text{кр}} = \frac{c_l c_T}{c_l^2} \sim 1 \div 2$ (c_T может быть выражена через массу атома m , параметр кристаллической решетки a , постоянную Планка h и скорости звука $c_T = \sqrt[4]{\frac{hc_l c_l^2}{ma}}$). Так как диаметр кумулятивных струй $d_0 \sim 10^{-3}$ м,

то при $u \geq 10^3$ м/с и $v \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ м/с $Re = 2,5d_0u/v \approx 2 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^3$, и процесс проникания при $c_\tau < u < c_l$ идет в турбулентном режиме, а соответствующее выражение для глубины проникания имеет вид [8]

$$L = l_0 \varphi \beta_0^{-1} \sqrt{\frac{\rho^c}{\rho^\pi}}, \quad \varphi = \sqrt{\frac{1 + 2 Re_{кр}^{c-1}}{1 + 2 Re_{кр}^\pi}}, \quad \beta_0 = \sqrt{1 - \frac{2(Q^\pi - Q^c)}{\rho^\pi (1 + 2 Re_{кр}^{\pi-1}) u^2}}. \quad (4)$$

Внешне (4) похоже на аналогичное эмпирическое выражение из [14], однако в отличие от последнего оно не содержит подгоночных параметров и позволяет достаточно точно описать экспериментальные данные [2, 14], благодаря учету турбулентного характера течения. Для металлов с близкими значениями $Re_{кр}$ при выполнении соотношений (2) различие результатов расчета L по (1) и (4) не превышает 20 %, что меньше разброса экспериментальных данных, связанного с технологическими факторами.

При сравнительно низких скоростях удара v_0 , таких, что u и $(v-u) < c_\tau$, но $u > \sqrt{\sigma_{пр}^c / \rho^\pi}$ ($\sigma_{пр} \approx hc_l/a^4$ — динамический предел прочности), материалы бойка и преграды находятся в режиме пластического течения. В этом случае, в отличие от гидродинамического режима, в процессе проникания имеет место торможение бойка как целого (т. е. скорость заднего конца бойка v зависит от времени):

$$\rho^c l \frac{dv}{dt} = -\sigma_{пр}^c. \quad (5)$$

Общее решение уравнений движения (3), (5) аналогично решению, полученному в [27] для подобной системы:

$$L(v) = \frac{\rho^c}{\sigma_{пр}^c} \int_0^v u(v) l(v) dv, \quad \frac{\gamma(\gamma v - \sqrt{v^2 + A^2})}{\gamma^2 - 1} = u(v), \quad (6)$$

откуда конечная глубина внедрения выражается через начальную и предельную ($v_{пр} = v(u = \sqrt{\frac{\sigma_{пр}^c}{\rho^\pi}})$) скорости бойка и его длину:

$$L = \frac{\gamma v_0}{\gamma^2 - 1} \frac{\rho^c}{\sigma_{пр}^c} \int_{v_{пр}}^{v_0} (\gamma v - \sqrt{v^2 + A^2}) \left(\frac{v + \sqrt{v^2 + A^2}}{v_0 + \sqrt{v_0^2 + A^2}} \right)^n \exp(\Theta_0 - \Theta) dv, \quad (7)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\rho^c (1 + 2 Re_{кр}^{c-1})}{\rho^\pi (1 + 2 Re_{кр}^{\pi-1})}}, \quad A^2 = \frac{(\gamma^2 - 1)(Q^\pi - Q^c)}{\rho^c (1 + 2 Re_{кр}^{c-1})}, \quad \bar{n} = \frac{\gamma(Q^\pi - Q^c)}{2\sigma_{пр}^c},$$

$$\Theta(v) = \frac{\rho^c (1 + 2 Re_{кр}^{c-1})(v^2 - \gamma v \sqrt{v^2 + A^2})}{2(\gamma^2 - 1)\sigma_{пр}^c}, \quad \Theta_0 \equiv \Theta(v_0).$$

Выражение (7) в общем виде не интегрируется, и глубина проникания может быть получена только численными расчетами.

Особо подчеркнем, что выражения (5) — (7) справедливы не при $u > \sqrt{Q^\pi / \rho^\pi}$, как предполагалось в [6, 27], а если

$$\sqrt{\frac{\sigma_{пр}^\pi}{\rho^\pi}} < u < c_\tau, \quad \sqrt{\frac{\sigma_{пр}^c}{\rho^c}} < v - u < c_\tau. \quad (8)$$

В пределе высокоскоростных кумулятивных струй, когда u оказывается больше c_l , характер взаимодействия удлиненного металлического бойка с металлами и керамическими материалами существенно различен.

Для металлов [28, 29]

$$E_0 = \Delta H_{пл} + H_0 < 0,5c_l^2, \quad (9)$$

где $\Delta H_{пл}$ и H_0 — удельные теплота плавления и изменение теплосодержания металла при его нагреве от начальной температуры до температуры плавления. Поэтому, если значение v_0 таково, что $u > c_l$, то в области сжатия между фронтом УВ и контактной поверхностью боек — преграда на квазистационарной стадии проникания материалы бойка и преграды испытывают фазовый переход первого рода из кристаллической фазы в жидкую.

Термодинамический анализ процесса туннельного плавления во фронте УВ показывает, что плотность жидкой фазы между фронтом УВ и контактной поверхностью (для материалов, плотность которых уменьшается при плавлении в нормальных условиях), будет равна плотности кристаллической фазы. Соответственно, используя результаты [6] по исследованию проникания сжимаемой жидкой струи в сжимаемую жидкую среду и учитывая, что

$$\lambda_{ж}^c = 1 - \frac{\rho_{ж}^c}{\rho^c}, \quad \lambda_{ж}^п = 1 - \frac{\rho_{ж}^c}{\rho^п}, \quad (10)$$

где $\rho_{ж}^c, \rho_{ж}^п$ — плотность жидкой фазы материалов струи и преграды, когда $p = 0$, получаем выражение для глубины проникания металлического бойка в пластичную среду при $u > c_l$:

$$L = l_c \sqrt{\frac{2\rho^c - \rho_{ж}^c}{2\rho^п - \rho_{ж}^п}}. \quad (11)$$

В (11) не содержится подгоночных параметров и в отличие от уравнения (4.29) из [6] для него не требуется знание уравнений состояния материалов струи и преграды. Картина сверхзвукового проникания удлиненного бойка в металлическую преграду показана на рис. 1, б.

Для большинства хрупких, в частности керамических, материалов соотношение (9) не выполняется, т. е. [14, 31, 32]

$$E_0 > 0,5c_l^2, \quad (12)$$

поэтому взаимодействие металлического бойка с керамическими средами сопровождается переходом материала бойка в жидкую фазу, если $(v_0 - u) > c_l^c$, а процесс разрушения хрупкой среды при $u > c_l^п$ носит диссоциативный характер [9, 31, 32]. В результате уравнения движения бойка принимают вид

$$l\rho^c \frac{dv_x}{dt} = -\nabla p, \quad \nabla \vec{v} = 0, \\ \frac{dS}{dt} = \frac{S}{v_x} \frac{dv_x}{dt}, \quad \frac{dl}{dt} = -(v_x - u_x), \quad \frac{dL}{dt} = u_x, \quad (13)$$

$$\nabla p = -\frac{v_x}{2u_x} \rho^п D^п u_x = -\frac{v_x}{2u_x} \rho^c D^c (v_x - u_x),$$

$$D^п = c_l^п + \eta^п u_x, \quad D^c = c_l^c + \eta^c (v_x - u_x).$$

Здесь S — площадь поверхности контакта боек — преграда; v_x и u_x — компоненты скоростей \vec{v} и \vec{u} в направлении по нормали к поверхности контакта; $\frac{dv}{dt}$ — изменение v на поверхности контакта.

Боек тормозится из-за увеличения площади контакта по мере проникания в преграду. Процесс проникания заканчивается, если $l \approx 0,5d_0 \ll \ll l_0$, или (для длинных бойков) в результате перехода к режиму $c_\tau < < u < c_l$, когда u станет меньше $c_l^п$. Если в течение всего процесса проникания $u > c_l^п$, то из (13) получаем выражение

$$L \approx l_0 \sqrt{\frac{\rho^c \eta^c}{\rho^п \eta^п}} \left[1 - \left(\frac{2c_l^п v_0}{v_0^2 + c_l^п{}^2} \right)^2 \sqrt{\frac{\rho^c \eta^c}{\rho^п \eta^п}} \right], \quad (14)$$

также не содержащее подгоночных параметров. Соответствующее соотношение $L(v_0)$ для длинных бойков получено в [9]. Картина рассматриваемого процесса приведена на рис. 1, в. Подчеркнем, что формирование колоколообразных кратеров наблюдалось экспериментально: если бойком из Al ударяли по мишеням из натрово-известкового стекла и плавленного кварца, то кратеры становились колоколообразными, когда $v_0 > 12$ и 8 км/с соответственно [33]. Эти результаты могут служить подтверждением модели (12) — (14).

Уравнения (4), (7), (11), (14) в областях своей применимости позволяют без использования подгоночных параметров с достаточной точностью рассчитать глубину проникания кумулятивной струи в сплошную полубесконечную преграду. В то же время имеющиеся экспериментальные данные [7, 34—38] указывают, что поведение пористых материалов при ударных воздействиях и процессы проникания в них высокоскоростных бойков могут обладать значительным своеобразием.

Ниже при рассмотрении особенностей проникания элементов кумулятивной струи в пористые среды ограничимся изучением только двух первых стадий взаимодействия бойка с преградой — стационарной и нестационарной. Кроме того, считаем, что силы сопротивления прониканию распределены только на лобовой поверхности бойка, а за бойком образуется каверна глубиной L , и что процесс проникания на стационарной стадии квазиустановившийся, т. е. переходными явлениями можно пренебречь. Аналитические выражения для глубины проникания L в каждом конкретном случае будут получены лишь для определяющей стадии. Как уже отмечалось, этого вполне достаточно для практических расчетов L при $l_0 \gg d_0$.

Для описания пористой среды используем модель полых сфер [39], в которой пористость характеризуется отношением плотности сплошного вещества к плотности пористой среды:

$$\alpha = \frac{\rho_0}{\rho^n} = \frac{b^3}{(b^3 - a^3)}, \quad (15)$$

где a , b — текущие радиусы поры и ячейки; $\alpha_0 = b_0^3 (b_0^3 - a_0^3)^{-1}$ — начальная пористость. Здесь ограничимся случаем, когда $a_0, b_0 \ll d_0$.

Реологическое поведение пластичных материалов преграды и струи при реализуемых скоростях удара $c_t^c + c_t^n < v_0 < v_{кр}$ будем рассматривать в рамках модели сжимаемой вязкопластической среды. Для простоты полагаем, что кумулятивная струя и преграды из одного материала, но преграда пористая. Обобщение на случай материалов с различными свойствами не представляет принципиальных трудностей. Поскольку $d_0 \approx 10^{-2}$ м (для ударных ядер $d_0 \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ м), а при реализуемых скоростях деформации $v \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ м/с, то $Re = \frac{2,5d_0 v}{\nu} > 10^2 \div 10^3 \gg Re_{кр}$ (так как $u > c_t \sim 10^3$ м/с), и влиянием вязкости на торможение внедряющегося бойка можно пренебречь, равно как и Q^n и Q^c (ниже везде предполагается, что $(v - u) > \sqrt{2c_t^c}$).

С учетом сделанных ограничений анализ задачи позволяет выделить небольшое число безразмерных параметров, определяющих динамику проникания элемента кумулятивной струи в полубесконечные пористые мишени:

$$\begin{aligned} \alpha_0, \lambda(\alpha), M_0 = u/c_t, M_\alpha = u/c_\alpha, \\ Re_\alpha = a_0 u / \nu^n, \tau = tu / 2a_0, \end{aligned} \quad (16)$$

где τ — безразмерное время; $\lambda(\alpha)$ — параметр ударной адиабаты пористой среды; c_α — скорость продольного звука в пористой среде. Легко видеть, что существует шесть различных режимов проникания удлиненного бойка в пористую среду из пластичного материала, связанных с различными режимами захлопывания пор, характер которых определяется набором параметров Re_α, M_0, M_α .

При $Re_\alpha > Re_{\alpha_{кр}}$ поры захлопываются за конечное время $\tau_1 \leq 1$ с кумуляцией энергии, причем характер кумуляции определяется соотношениями между скоростью проникания бойка и скоростями продольного звука в пористой среде и сплошном материале преграды. В случае $M_\alpha < 1$ УВ, формируемая при соударении бойка с мишенью, отходит от поверхности контакта между внедряющимся элементом кумулятивной струи и пористой средой, поры захлопываются во фронте УВ. Когда же $M_\alpha > 1$ (сверхзвуковое проникание в пористую среду), вблизи поверхности контакта боек — преграда формируется зона уплотнения, структура которой различна при $M_0 \geq 1$ и $M_0 < 1$ (в последнем случае, так как $c_\alpha < u < c_l$, фронт УВ оказывается заведомо не плоским — волна сжатия в материале преграды вокруг пор обгоняет волну сжатия в пористой среде).

При $Re_\alpha < Re_{\alpha_{кр}}$ кумуляция устраняется вязкостью: захлопывание поры при сжатии возможно лишь за бесконечное время, однако благодаря внедрению бойка (перемещению поверхности контакта) полное захлопывание пор осуществляется за время $\tau_2 = 2a_0/u > 1$. Здесь также возможны три различных режима проникания, определяемых значениями M_α и M_0 .

Величина $Re_{\alpha_{кр}}$, разделяющая кумулятивный и медленный режимы захлопывания сферических пор, согласно результатам работ [37, 40, 41], определяется выражением

$$Re_{\alpha_{кр}} = R_0 [1 + \alpha_0 (2\alpha_0 - 1)^{-1/2}]. \quad (17)$$

Численный расчет в пределе $u \gg c_\tau$ дает $R_0 \approx 8,5$. Следует подчеркнуть, что при изменении $u = u(\alpha_0, \nu, a_0)$ переходы между различными режимами проникания, равно как и переход от кумулятивного к медленному режиму захлопывания пор, происходят скачкообразно в результате кинетических фазовых переходов при критических значениях параметров ($Re_\alpha = Re_{\alpha_{кр}}$, $M_\alpha = 1$, $M_0 = 1$), аналогично рассмотренным в [8, 22] кинетическим фазовым переходам между различными режимами деформации и разрушения твердых тел.

Перейдем к более подробному рассмотрению режимов проникания элементов кумулятивной струи в пористые мишени из пластичного материала.

При $Re_\alpha < Re_{\alpha_{кр}}$ во фронте УВ, формируемой в момент удара кумулятивной струи в преграду (как показано в [40, 41] при рассматриваемых здесь условиях ширина фронта УВ будет много больше a_0), реализуется режим плавного захлопывания (затекания) пор и в зависимости от величин M_α и M_0 могут иметь место три различных режима проникания.

1. В случае достаточно малой α_0 возможен дозвуковой режим: $M_\alpha < 1$. В момент удара в бойке и преграде формируются УВ, которые расходятся от места соударения (см. рис. 1, з). При этом плавное зате-

кание пор, радиус которых $a_0 < a_{кр} = \frac{8,5\nu(\alpha_0 + \sqrt{2\alpha_0 - 1})}{u\sqrt{2\alpha_0 - 1}}$, происходит

во фронте отошедшей от поверхности контакта УВ. Соответственно на стационарной стадии, которая в данном случае является определяющей, скорость и глубина проникания практически не зависят от α_0 и u , причем

$$L \approx l_0. \quad (18)$$

Приблизительное равенство в (18) связано с неполным захлопыванием пор во фронте УВ. Для пористой меди ($\nu = 3 \cdot 10^{-3}$ м²/с [24, 25], $\alpha_0 = 1,05$) рассмотренный режим реализуется, например, при $v_0 = 3$ км/с и $a_0 < 20$ мкм.

2. Так как скорость звука быстро уменьшается с ростом пористости [13], то уже при сравнительно небольших α_0 процесс проникания может стать сверхзвуковым относительно пористой среды, но дозвуковым относительно сплошного вещества: $M_0 < 1 < M_\alpha$. В результате на

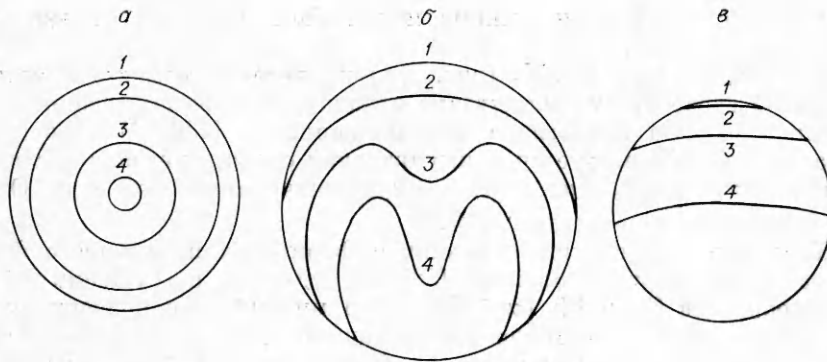


Рис. 2. Динамика захлопывания сферической поры с $a_0 > a_{кр}$.
 а) $M_\alpha < 1$; б) $M_0 < 1 < M_\alpha$; в) $1 < M_0$. Цифрам 1—4 соответствуют моменты времени: $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = 0,1$, $\tau_3 = 0,25$, $\tau_4 = 0,5$.

стационарной стадии проникания, картина которой показана на рис. 1, б, УВ неподвижна относительно поверхности контакта, а скорость и глубина проникания определяются уравнениями движения, подобными использованным в [42] для описания проникания несжимаемой струи в сжимаемую жидкость. Однако в рассматриваемом случае сжимаемость преграды определяется только величиной пористости, поэтому

$$u = \frac{\sigma_0 v_0}{\alpha_0 + \sqrt{2\alpha_0 - 1}} \quad (19)$$

$$L = l_0 \frac{\alpha_0}{\sqrt{2\alpha_0 - 1}} \quad (20)$$

Если плотности материалов струи и преграды различны, то

$$L = l_0 \sqrt{\frac{\rho^c}{\rho_0} \frac{\alpha_0}{\sqrt{2\alpha_0 - 1}}} \quad (21)$$

Из сравнения (1), (4) и (21) видно, что при $n > \sqrt{2c_T^H}$ глубина проникания кумулятивной струи в сплошную и пористую мишени, имеющие одинаковую плотность ($\rho^H = \rho_0/\alpha_0$), во втором случае будет меньше.

Например, глубина проникания бойка из Al с параметрами $l_0 = 5$ см, $d_0 = 0,3$ см, $\rho^c = 2,7$ г/см³ в пористую медь ($\alpha_0 = 1,94$, $\rho^H = 4,6$ г/см³, $a_0 < 5$ мкм) в 1,13 раза меньше, чем в сплошной титан, имеющий $\rho^H = 4,6$ г/см³ ($v_0 = 4 \div 5$ км/с).

3. Если $1 < M_0 < M_\alpha$, то во фронте УВ струя и преграда переходят в жидкую фазу, плотность которой равна плотности материалов в кристаллическом состоянии (см. вывод выражения (10)). Картина проникания в режиме $M_0 > 1$, $Re_\alpha < Re_{\alpha_{кр}}$ приведена на рис. 1, в. Аналогично (11) получаем

$$L \approx l_0 \sqrt{\frac{2\rho^c - \rho_{ж}^c}{2\rho_0 - \alpha_0^{-1}\rho_{ж}^H}} \quad (22)$$

При $Re_\alpha > Re_{\alpha_{кр}}$ проникание элементов кумулятивной струи в пористую среду осложняется эффектами кумуляции.

4. Если $M_\alpha < 1$ и $u > \sqrt{\frac{\sigma_{пр}^H}{\rho_0}}$, то в отшедшем от поверхности контакта фронте УВ, ширина которого много больше характерных размеров пор и ячейки, происходит захлопывание пор с кумуляцией энергии в точке $a = 0$ за время $\tau < 1$ аналогично рассмотренной ранее [37] кумуляции при динамическом прессовании порошков (рис. 2, а). Сферическая кумуляция может сопровождаться переходом материала в жидкую и газообразную фазы. Поэтому глубина проникания бойка в пористую

среду в рассматриваемом режиме может быть получена только путем численных расчетов.

5. В случае $M_0 < 1 < M_\alpha$ (рис. 2, б) проявление эффекта кумуляции в пористой среде будет существенно отличаться от рассмотренного выше (методика расчета аналогична использованной в [43]). В процессе деформации поры формируется кумулятивная струя, имеющая достаточно высокую скорость $v_c > u$, определяемую значениями Re_α и u . Однако для сферических пор всегда $v_c < c_l^*$.

Кумулятивный струйный механизм формирования ударного фронта наблюдался экспериментально в [38] при ударном нагружении ДВ пористых образцов Си и Рв ($\alpha_0 > 5$, $a_0 \geq 5$ мм). Однако подчеркнем, что струйный механизм формирования ударного фронта при $M_0 < 1 < M_\alpha$, согласно расчетам, должен иметь место в средах с $a_0 > a_{кр}$, причем для Си $a_{кр} \approx 50$ мкм, что подтверждается экспериментами [43] по струеобразованию при ударном нагружении образцов с выемками на тыльной стороне.

Для рассматриваемого режима процесс носит нестационарный характер в течение всего времени проникания, а уравнение движения имеет вид

$$\begin{aligned} \rho^* u_x D^* &= \rho^c (v_0 - u_x)^2, \\ \frac{u_x}{D^*} &= \frac{\alpha_0 - 1}{\alpha_0}. \end{aligned} \quad (23)$$

Откуда получаем

$$L = l_0 \sqrt{\frac{\rho^c}{\rho_0}} \sqrt{\alpha_0 - 1}. \quad (24)$$

Таким образом, если $a_0 > a_{кр}$, а скорость бояка такова, что в течение всего процесса $M_0 < 1 < M_\alpha$, то при одинаковой плотности сплошной и пористой преград глубина проникания в пористую будет меньше, чем в сплошную. Заметим, что возможна ситуация, когда вследствие торможения достаточно длинного бояка, скорость его проникания станет меньше c_α . Тогда неизрасходованная часть бояка будет внедряться в режиме $M_\alpha < 1$.

6. При $1 < M_0 < M_\alpha$ поры схлопываются за время $\tau = 1$ с кумуляцией энергии в точке $a = a_0$ (в отличие от случая $M_\alpha < 1$, когда энергия кумулируется в точке $a = 0$, а $\tau < 1$). Результаты расчета даны на рис. 2, в. Выделение энергии приводит к сильному разогреву вещества и переводу его в плазменное состояние. Для Си с $\alpha_0 = 25$, $a_0 = 2$ мм данный режим будет иметь место, начиная с $v_0 \approx 5,8$ км/с. Экспериментально в [13] исследован перевод высокопористой среды в плазменное состояние при нагружении ДВ. Для данного режима L в общем случае может быть получена только численным расчетом, однако частным случаем рассмотренного режима являются результаты [35].

Подводя итог, подчеркнем, что для всех рассмотренных режимов проникания элементов кумулятивной струи в пористую среду из пластичного материала глубина проникания оказывается меньше таковой при внедрении в сплошную среду той же плотности ($\rho^* = \rho_0/\alpha_0$). Физика этого эффекта заключается в увеличении доли кинетической энергии бояка, расходуемой на нагрев преграды (энергия, затраченная на схлопывание пор, переходит в тепловую), и соответственно в уменьшении доли, расходуемой непосредственно на образование кратера в преграде.

Перейдем к вопросу о проникании бояка в пористые среды из хрупких, например керамических, материалов. Очевидно, что в такой среде схлопывание пор должно сопровождаться переходом материала в сыпучее состояние, причем экспериментальные данные [44, 45] свидетельствуют о том, что энергия, затрачиваемая на хрупкое разрушение материала, незначительна по сравнению с расходуемой на ударное сжатие пористой среды.

При $M_\alpha < 1$ во фронте УВ, отошедшей от поверхности контакта бойка с пористой средой, материал преграды будет дробиться, но, поскольку $a_0, b_0 \ll d_0$, прочность материала частиц сыпучей среды, размер которых $\ll d_0$, не может играть заметной роли. Динамику внедрения бойка (считаем, что $v_0 - u > c_T^c$ в сыпучую среду можно описать в рамках несколько модифицированной гидродинамической модели, учитывающей сопротивление, связанное с преодолением сил трения между частицами. В рамках гидродинамической аналогии, используя известное выражение [46] для силы сопротивления, которая действует на шар, движущийся в вязкой жидкости со скоростью $u(t)$, и предполагая сцепление материала бойка с частицами среды на контактной поверхности полным, для случая ламинарного течения сыпучей среды получаем

$$0,5\rho^c (v_0 - u)^2 = 0,5\rho_0 \left(u^2 + 6v_{эфф}^{\pi} \frac{z}{d_0} + \frac{2}{3} d_0 \frac{dz}{dt} \right), \quad (25)$$

где $v_{эфф}^{\pi}$ определяется геометрией частиц и коэффициентом трения между ними. Однако учитывая, что при реальных скоростях ($u > 10^3$ м/с) $Re^* = 2,5 \frac{d_0 u}{v_{эфф}^{\pi}} \gg 10^3 \gg Re_{кр}^* \sim 1$, движение сыпучей среды при внедрении в нее металлического бойка будет турбулентным. Преобразуя (25) с учетом [47]

$$v_T = v_{эфф} \left(1 + \frac{Re^*}{Re_{кр}^*} \right) \approx \frac{2,5d_0 u}{Re_{кр}^*} \quad (26)$$

и малости последнего члена при $d_0 \approx 10^{-3}$ м, находим

$$L = l_0 \sqrt{\frac{\rho^c (1 + 2 Re_{кр}^{-1})}{\rho_0 (1 + 6 Re_{кр}^*^{-1})}}. \quad (27)$$

Сравнение (27) с (1) и (4) показывает, что при $M_\alpha < 1$ глубина проникания бойка в сыпучую среду (плотность частиц ρ_0), практически совпадающая с ее значением в случае внедрения в хрупкую пористую преграду, больше по сравнению с глубиной проникания в сплошную хрупкую среду, но меньше, чем в сплошную пластичную среду той же плотности $\rho^n = \rho_0$.

При $M_\alpha > 1$ и $M_0 < \frac{c_T^{\pi}}{c_l^{\pi}}$ динамика внедрения кумулятивной струи в хрупкую пористую среду подобна таковой для проникания в пластичные материалы в режиме $u > c_l^{\pi}$ с той разницей, что хрупкий материал переходит не в жидкую фазу, а в сыпучее состояние. Соответственно L определяется уравнением, аналогичным (11). Таким образом, как и в предыдущем случае, L не зависит от физико-механических свойств материала преграды. Так как значение L для хрупких сред при $c_T^{\pi} < u < c_l^{\pi}$ сильно зависит от Q^n и существенно меньше гидродинамического предела, то наличие пор приводит к катастрофическому росту L .

Если $M_0 > \frac{c_T^{\pi}}{c_l^{\pi}}$, то процесс проникания бойка в хрупкую среду носит нестационарный характер. Величина L определяется выражением аналогичным (24), и может быть как меньше, так и больше значения для сплошной хрупкой среды, определяемого из (4) и (7).

Таким образом, в настоящей работе рассмотрены все возможные режимы внедрения кумулятивной струи в сплошные и пористые (размер пор $a_0 \ll d_0$) среды из пластичных и хрупких материалов и получены аналитические выражения для глубины проникания для большинства режимов.

Автор глубоко признателен Г. А. Швецову за обсуждение вопросов, стимулировавших настоящие исследования, А. А. Кожушко и Г. С. Пу-

гачеву за полезные обсуждения и предоставление возможности ознакомиться с результатами работы [14] до их опубликования, А. А. Любомудрову, И. Т. Севрюкову, В. П. Челышеву, Г. Н. Яневичу за постоянное плодотворное обсуждение результатов исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А. УМН, 1957, 12, 4, 76.
2. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. ФГВ, 1980, 16, 5, 26.
3. Златин Н. А., Кожушко А. А. ЖТФ, 1982, 52, 2, 330.
4. Томашевич И. И. ФГВ, 1987, 23, 2, 97.
5. Мали В. И. ФГВ, 1973, 9, 1, 282.
6. Сагомоян А. Я. Проникание.— М.: Изд-во МГУ, 1984.
7. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
8. Баланкин А. С. Письма в ЖТФ, 1988, 14, 13, 1231.
9. Баланкин А. С. // Там же.
10. Баланкин А. С., Любомудров А. А., Севрюков И. Т. и др. // Там же.
11. Михайлов А. И. Трофимов В. С. ФГВ, 1979, 15, 2, 132.
12. Финкель В. М. Физика разрушения.— М.: Металлургия, 1970.
13. Баланкин А. С. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М.: МИФИ, 1986.
14. Кожушко А. А., Рыкова И. И., Изотов А. Д. и др. Изв. АН СССР. Неорган. матер., 1987, 23, 12, 2078.
15. Златин П. А. ЖТФ, 1961, 31, 8, 911.
16. Марьямов А. Н. ПМТФ, 1967, 2, 83.
17. Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел.— М.: Наука, 1985.
18. Дерibas А. А. ФГВ, 1987, 23, 5, 148.
19. Михайлов А. Л. ФГВ, 1979, 15, 2, 158.
20. Рубцов М. В. ПМТФ, 1983, 6, 146.
21. Хаген Г. Синергетика.— М.: Мир, 1980.
22. Баланкин А. С., Любомудров А. А., Севрюков И. Т. Письма в ЖТФ 1979, 15, 4, 477.
23. Журков С. Н. ФТТ, 1983, 25, 10, 3119.
24. Разоренов С. В., Канель Г. И., Осипова О. Р. и др. ТВТ, 1987, 25, 1, 65.
25. Gilman J. J. J. Appl. Phys., 1979, 50, 6, 4054.
26. Голубев В. К. ПМТФ, 1983, 6, 159.
27. Тейт А. Механика, 1968, 5, 125.
28. Иванова В. С. Разрушение металлов.— М.: Металлургия, 1979.
29. Баланкин А. С. Физика низких температур, 1988, 14, 4, 682.
30. Авилов В. В. ФТТ, 1987, 29, 9, 2779.
31. Осипов К. А. Докл. АН СССР, 1983, 271, 6, 657.
32. Изотов А. Д., Лазарев В. Б., Жаворонков Н. М. Докл. АН СССР, 1985, 285, 6, 1401.
33. Механика образования воронок при ударе и взрыве.— М.: Мир, 1977.
34. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
35. Пряхин Г. В., Титов В. М. ПМТФ, 1969, 5, 110.
36. Ахмадеев И. Х., Ахмадеев Р. Х., Болотова Р. Х. Письма в ЖТФ, 1985, 11, 12, 709.
37. Баланкин С. А., Горбачев Л. П., Григорьев Е. Г. ФГВ, 1985, 21, 3, 77.
38. Хвостов Ю. Б. Докл. АН СССР, 1987, 294, 2, 302.
39. Butcher В. М., Carrol M. M., Holt A. C. J. Appl. Phys., 1974, 45, 9.
40. Дунин С. З., Сурков В. В., Сироткин В. К. Изв. АН СССР. МТТ, 1978, 3, 92.
41. Дунин С. З., Сурков В. В. ПМТФ, 1979, 5, 106.
42. Марьянов А. Н. ПМТФ, 1967, 2, 83.
43. Баланкин А. С. ЖТФ, 1988, 58, 9, 1821.
44. Дианов М. Д., Златин Н. А., Молчанов С. М. и др. Письма в ЖТФ, 1976, 2, 9, 529.
45. Дианов М. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 11, 629.
46. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости.— М.: ГИИТЛ, 1955.
47. Ландау Л. Д., Лифшиц Г. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.

Поступила в редакцию 3/XI 1987,
после доработки — 27/IV 1988