

ВНЕДРЕНИЕ ПЛАСТИЧНОГО ТЕЛА В ПРЕГРАДЫ ИЗ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

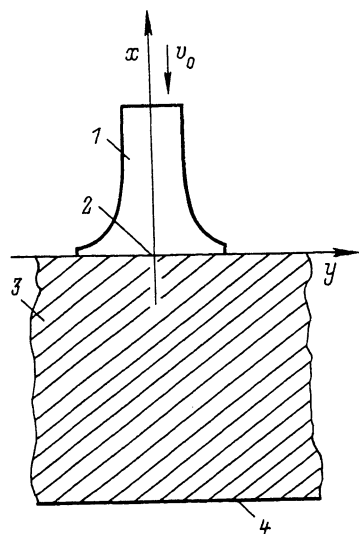
А.С. Б а л а н к и н

В разработанной М.А. Лаврентьевым гидродинамической модели [1] ударяющее тело и преграда рассматриваются как идеальные несжимаемые жидкости. В этом случае глубина проникания (L) стержня в преграду не зависит от скорости удара (δ_0) и определяется только его длиной (l_0) и отношением плотностей материалов ударяющего тела (ρ_0) и преграды (ρ_n). Н.А. Златиным и А.А. Кожушко [2] проанализированы границы применимости гидродинамических модельных представлений в теории высокоскоростного соударения пластичных твердых тел и предложена модифицированная гидродинамическая модель, эмпирически учитывающая прочностные свойства преграды и ударника. В [3] рассмотрена динамика внедрения бойка, обладающего конечной прочностью в предположении о том, что торможение неизрасходованной части бойка определяется только ее жесткостью. Однако анализ экспериментальных результатов в рамках этой модели приводит к физически необоснованному выводу о существенном различии прочностных свойств преграды и ударяющего тела даже в том случае, когда они выполнены из одного и того же материала.

Очевидно, что подобный подход тем более неприменим к случаю внедрения пластичных тел в преграды из хрупких материалов. (например, керамических), которые при динамическом нагружении деформируются только упруго вплоть до разрушения [4, 5], благодаря тому, что у них $c_T > c_L$ [6] (c_L — скорость поперечного звука, совпадающая с предельной скоростью перемещения дислокаций; c_T — предельная скорость роста трещин; в идеальной жидкости $c_L = c_T = 0$ и возможен лишь сверхзвуковой, атермический рост трещин с $c_{Tn} > c_L$, c_L — скорость продольного звука). Механизм разрушения хрупких тел существенно определяется скоростью нагружения. При $u < c_T$ разрушение происходит путем трещинообразования вследствие взрывного распада дилатонов [7, 8]. При $u > c_L$ процесс разрушения можно представить как процесс диссоциации путем необратимого разрыва межатомных связей [5]. В [5] в рамках диссоциативного разрушения рассмотрена задача о внедрении недеформируемого цилиндрического стержня в керамические преграды в предположении, что при $u > c_L$ вся кинетическая энергия стержня расходуется на диссоциацию материала преграды.

Здесь мы исследуем особенности проникания стержней из пластичных материалов (которые при интересующих нас скоростях проникания можно рассматривать в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости, если $c_{L0} < u < c_{L0}$ или сжимаемой жидкости при $u > c_{L0}$) в преграды из хрупких материалов. Анализ задачи в рамках кинетической концепции прочности С.Н. Журкова [7, 8], дополненной уче-

Рис. 1. Картина взаимодействия ударного тела с преградой до начала внедрения (в плоскости $x-y$). 1 - ударяющее тело, 2 - плоскость контакта тело - преграда, 3 - преграда, 4 - тыльная поверхность преграды.



том (наряду со спонтанными (тепловыми) флуктуациями плотности $\delta\rho$) индуцированных $\delta\rho$ (вызванных внешним воздействием или временным изменением граничных условий), позволяет выделить три различных режима внедрения пластичного тела в хрупкую среду в зависимости от скорости проникания:

$$1. u < c_T; \quad 2. c_T < u < c_f; \quad 3. u > c_f. \quad (1)$$

1) При сравнительно невысоких скоростях удара ($u < c_T$) прочность хрупких материалов ($c_f < c_T$) определяется поверхностной прочностью на сдвиг, которая существенно понижается на границе раздела хрупкое тело - металл [9-11]. Покажем, что данное обстоятельство находит естественное объяснение в рамках флуктуационного механизма разрушения. Для этого воспользуемся выражением для функционала свободной энергии дилатонов:

$$F = \int dx \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 - u(\eta) \right\} + a_- \eta^2(-h) + a_+ \eta^2(0), \quad (2)$$

где η - параметр порядка, h - толщина преграды (см. рис. 1). А выражение $u(\eta)$ имеет вид (отличающийся от рассмотренного в [12] наличием кубического члена, появляющегося при учете индуцированных $\delta\rho$):

$$u(\eta) = \frac{c(\hat{\sigma})}{2} \eta^2 + \frac{b_1}{3} \eta^3 + \frac{b_2}{4} \eta^4. \quad (3)$$

Коэффициенты b_1, b_2 выражаются через физические параметры материала преграды и в первом приближении не зависят от напряжений $\hat{\sigma}$, возникающих в плоскости контакта преграда - ударник, а $c(\hat{\sigma}) = c_0(\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_{np}^*)$, где $\hat{\sigma}_{np}^*$ - предел прочности материала преграды на сдвиг. Уравнение на $\eta(x)$ получается варьированием

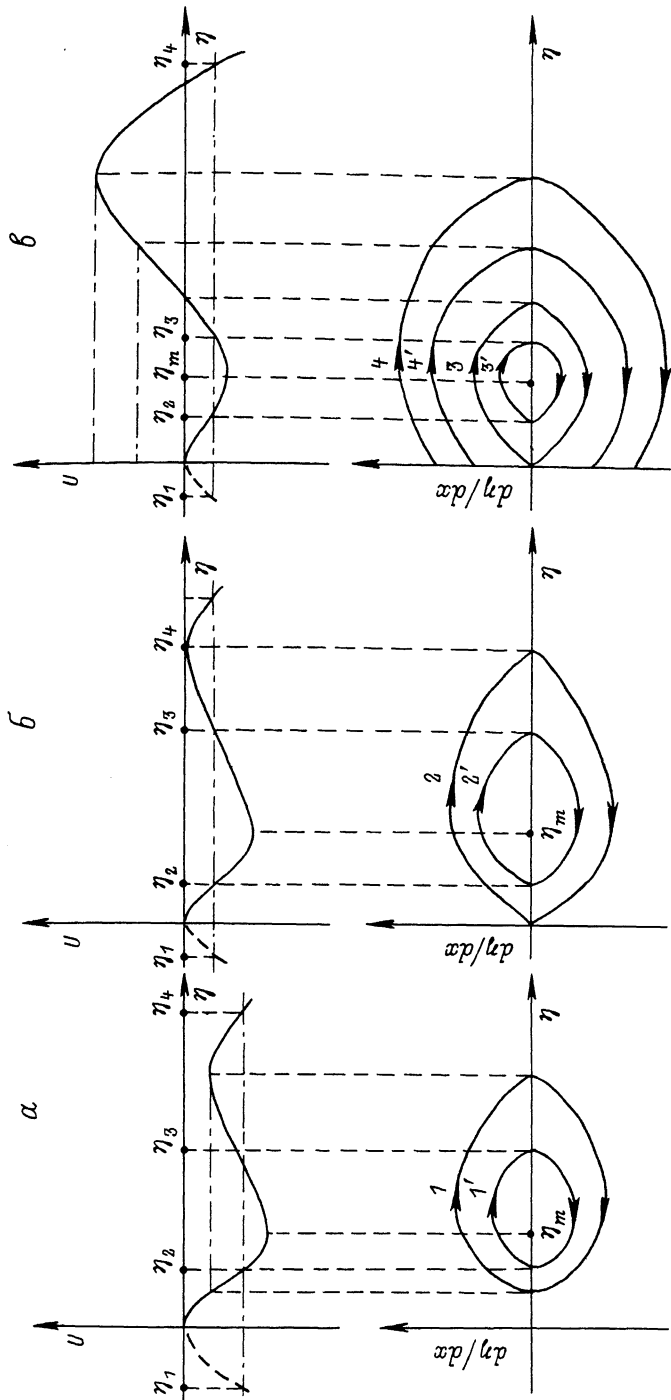


Рис. 2. Энергия $U(\eta)$ (3) и предельные фазовые траектории движения дилатонов. а - $C(\hat{\sigma}) > C_{\kappa\rho}$, б - $C(\hat{\sigma}) = C_{\kappa\rho}$, в - $C(\hat{\sigma}) < C_{\kappa\rho}$, $C_{\kappa\rho} = \frac{2}{9} \hat{\sigma}_2^{-1}$; η_0, η_{pp} - предельные значения η , отвечающие максимуму $U(\eta)$. (Заметим, что математическая постановка задачи (2) - (4) подобна задаче об устойчивости неоднородных распределений параметра порядка в неравновесных сверхпроводниках, находящихся под действием оптической накачки [16]).

функционала (2), (3). Граничные условия на поверхности контакта ударника с преградой и на тыльной стороне преграды ($a_- = 0$ на границе преграда - вакуум (воздух) и $a_+ > 0$ на границе преграда - металл):

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} \Big|_{\pm} = a_{\pm} \eta. \quad (4)$$

Фазовые траектории (2) с энергией (3) показаны на рис. 2.

Видим, что при $c(\hat{\sigma}) > c_{kp} = \frac{2}{9\epsilon_2}$ возможны солитонные решения для дилатонов, кумулирующих энергию ударной волны при $c_T > \mu$.¹ Анализ показывает, что при $a_+ \neq 0$ солитонные решения устойчивы. Движение дилатонов со скоростью c_T в хрупкой среде сопровождается ростом трещин от поверхности контакта с ударяющим телом. При этом материал преграды будет дробиться и переходить в сыпучее состояние, поэтому при $\mu < c_T$ внедрение бойка идет фактически в сыпучую среду² и глубина проникания не зависит от прочностных свойств материала преграды.

2) При $c_T < \mu < c_L$ за фронтом ударной волны, формируемой в момент удара бойка о преграду, образуется упорядоченная диссипативная структура солитоноподобных флуктуаций сжатия и разряжения (в неравновесной термодинамике показано, что открытая система способна к саморегулированию с уменьшением энтропии, т.е. она формирует канал диссипации закачиваемой в нее энергии [14]). Новый тип организации обуславливает когерентное пространственно-временное поведение конденсированной среды с динамическими процессами внутри нее, так что процесс внедрения бойка в хрупкие материалы при $c_T < \mu < c_L$ можно рассматривать в рамках модифицированной гидродинамической модели [2]. При этом, благодаря высокой твердости $H_n \approx \frac{1}{2} \rho_n c_T^2$ хрупких тел, глубина проникания в них бойка оказывается значительно меньше классического гидродинамического значения.

3) При $\mu > c_L$ процесс разрушения носит диссоциативный характер. В этом случае уравнения движения бойка принимают вид:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{d v_x}{d t} &= -\frac{v_x}{2 u_x} \rho_n D_n u_x = -\frac{v_x}{2 u_x} \rho_0 D_0 (v_x - u_x) \\ \frac{d L}{d t} &= u_x; \quad \frac{d l}{d t} = -(v_x - u_x); \quad \nabla \vec{v} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

¹ Зависимость вида и устойчивости солитонных решений от условий на границах (4) обуславливает влияние внешней среды на прочностные свойства материалов.

² Энергия, затрачиваемая на разрушение хрупкой среды, пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией бойка (см. [13]).

где $D_i = c_i + \lambda_i u_i$ — скорости ударных волн в преграде ($i = n$) и внедряющемся стержне ($i = 0$, $u_0 = (v_x - u_x)$). Торможение бойка происходит вследствие увеличения площади контакта по мере проникания в преграду. Глубина, на которую внедрится боек до того, как скорость проникания сравняется с c_2 , определяется выражением:

$$L \approx l_0 \sqrt{\frac{\lambda_0 \rho_0}{\lambda_n \rho_n}} \left\{ 1 - \frac{c_2^2 (1 + \lambda_n) \left(1 + \sqrt{\frac{\rho_n \lambda_n'}{\rho_0 \lambda_0}} \right)}{\lambda_n v_0^2 + c_2 v_0 \left(1 + \sqrt{\frac{\rho_n \lambda_n'}{\rho_0 \lambda_0}} \right)} \right\} 2 \sqrt{\frac{\lambda_0 \rho_0}{\lambda_n \rho_n}}. \quad (6)$$

Подчеркнем, что формирование колоколообразных кратеров при ударе металлических стержней о хрупкие материалы наблюдалось экспериментально [15], что может служить подтверждением предлагаемой модели (5), (6). Так, при ударах AV бойком по натрово-известковому стеклу и плавленному кварцу кратеры становятся колоколообразными при скоростях удара выше 12 и 6 км/с соответственно.

Автор глубоко признателен А.А. Кожушко, А.А. Любомудрову, С.Г. Пугачеву и И.Т. Севрюкову за полезные обсуждения результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Л а в р е н т ь е в М.А. — УМН, 1957, т. 12, № 4, с. 76–91.
- [2] З л а т и н Н.А., К о ж у ш к о А.А. — ЖТФ, 1982, т. 52, № 2, с. 330–334.
- [3] С а г о м о н я н А.Я. Проникание, М.: МГУ, 1974. 261 с.
- [4] П у г а ч е в Г.С. Автореферат дисс., Л.: ЛФТИ, 1985. 36 с.
- [5] Ш е в ч е н к о В.Я., И з о т о в А.Д., Л а з а р е в В.Б., Ж а в о р о н к о в Н.М. — Изв. АН СССР, сер. Неорг. мат., 1984, т. 20, № 6, с. 1047–1052.
- [6] Б а л а н к и н А.С. Автореферат дисс., М.: МИФИ, 1986. 18 с.
- [7] Ж у р к о в С.Н. — ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 3119–3123.
- [8] П е т р о в В.А. — ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 3124–3127.
- [9] „Ballistic Materials and Penetration Mechanics” Edited by Roy C. Laible (v. 5 of Methods and Phenomena) Amsterdam-Oxford-New York, 1980, p. 225–250.
- [10] Л и х т м а н В.И., Ш у к и н Е.Д., Р е б и н д е р П.А. — Физико-химическая механика металлов, АН СССР, 1962. 303 с.

- [11] Андриевский Р.А., Ланин А.Г., Рыма-
шевский Г.А. Прочность тугоплавких соединений,
М.: Металлургия, 1974. 252 с.
- [12] Мелькер А.И., Овидько И.А. - ФТТ, 1985,
т. 27, № 2, с. 594-597.
- [13] Дианов М.Д., Златин Н.А., Пугачев Г.С.,
Росомахо Л.Х. - Письма в ЖТФ., 1979, т. 5, № 11,
с. 692-694.
- [14] Хакен Г. Синергетика, М.: Мир, 1980. 404 с.
- [15] Механика образования воронок при ударе и взрыве.
Сборник переводов, М.: Мир, 1977. 227 с.
- [16] Елесин В.Ф., Кашурников В.А. - ЖЭТФ,
1985, т. 88, № 1, с. 145-156.

Поступило в Редакцию
28 октября 1987 г.
В окончательной редакции
8 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13 12 июля 1988 г.

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭФФЕКТА КУМУЛЯЦИИ

А.С. Баланкин, А.А. Любомудров,
И.Т. Севрюков, Г.Н. Яневич

Для объяснения эффекта увеличения разрушающего действия зарядов взрывчатого вещества, имеющих полости с металлическими облицовками, была создана гидродинамическая теория кумуляции. Однако уже в [1] отмечалось, что „накопилось достаточное количество фактов, не укладывающихся в теорию и требующих для своего объяснения существенных добавлений к теории“. Развитие феноменологических модификаций гидродинамического подхода [2, 3], несмотря на очевидные успехи, не позволяет решить проблему в целом, что вполне естественно, т. к. в процессе формирования и проникновения в преграду кумулятивная струя (КС) находится в твердой (кристаллической) фазе [4-6]. Попытки решить проблему в рамках классической концепции пластичности [7, 8] твердых тел несостоятельны, т.к. скорость движения дислокаций (двойников, межзеренных границ и т.п.), обеспечивающих пластическую деформацию (согласно классическим представлениям), не может превышать скорость поперечного звука ($c_{\perp} \approx 1.5-3$ км/с), в то время как „гидродинамический режим“ течения твердых тел наблюдается при деформации со скоростью, как меньше, так и больше c_{\perp} , но меньше скорости продольного звука c_{\parallel} .

В настоящей работе предлагается новый подход к проблеме осесимметричной кумуляции, основанный на кинетической концепции фи-