

01; 05.1

© 1991

ЭРГОДИНАМИКА УДАРНОГО КРАТЕРООБРАЗОВАНИЯ  
И ПРИНЦИПЫ ИМИТАЦИОННОГО  
МОДЕЛИРОВАНИЯ УДАРА

А.С. Балаккин, Г.Н. Яневич

Традиционный подход к задачам моделирования ударного кратерообразования опирается на положения и принципы равновесной и линейной неравновесной термодинамики, феноменологические модели деформируемых сред и методы теории подобия [1-3]. Между тем ударное кратерообразование это существенно неравновесный процесс [3-5]. Известно, что поведение открытых систем вдали от равновесия принципиально отличается от прогнозируемого методами линейной термодинамики [5-9]. Это обязательно необходимо учитывать при имитационном моделировании удара.

Кинетика ударного кратерообразования определяется конкуренцией взаимосвязанных процессов адаптации и диссипации энергии, поступающей в преграду при торможении бойка. Вследствие существенного различия времен релаксации импульса  $\tau_p$  и энергии  $\tau_E \gg \tau_p$  атомов, образующих твердые тела [7], происходит накопление избыточной энергии в областях, локализованных вблизи поверхности контакта бойка с преградой. Именно эта область и является открытой сильно неравновесной системой, способной к самоорганизации, благодаря обмену энергией и веществом с окружающим материалом (а в случае взрывного энерговыделения, реализуемого при гиперзвуковом ударе, и с внешней средой).

Непосредственно на образование кратера (площадь поверхности которого равна  $S_{кр}$ ) расходуется лишь адаптируемая в преграде часть ( $A$ ) кинетической энергии бойка. При этом, как установлено экспериментально [3, 10], энергия вновь образуемой поверхности  $A_n = \gamma S_{кр}$ , где  $\gamma$  - плотность поверхностной энергии, не превышает 1% от энергии  $\mathcal{U}$ , получаемой преградой при торможении бойка. Поэтому вопросы эргодинамики ударного кратерообразования являются ключевыми для понимания физики явлений, сопровождающих удар.

Наиболее принципиальным является вопрос о режимах ударного кратерообразования. Если само существование различных режимов на практике ни у кого не вызывает сомнений, что находит отражение в использовании несовместимых феноменологических моделей для разных диапазонов скорости удара  $v_0$  [11, 12], то фундаментальные вопросы о характере (плавно или скачкообразно?) и причинах смены режимов выходят далеко за рамки проблемы удара и имеют общезначимое значение [6-9, 13].

Если независимо от характера взаимодействия  $u = k\sigma_0^2$ , а характер взаимодействия определяет лишь коэффициент  $k$ , значение которого может меняться в пределах от  $k_H = m^2 M / 12(M+m)^2$  - при абсолютно неупругом ударе, до  $k_Y = \frac{2m^2 M}{(m+M)^2}$  в случае псевдоупругого удара (здесь  $m$  и  $M$  - массы бойка и области в преграде, охваченной ударной волной к моменту окончания энерговыделения), то характер зависимости  $A(\sigma_0)$  существенно определяется реологическим поведением материалов бойка и преграды при реализуемой интенсивности энерговыделения.

Для режима взрывного кратерообразования при гиперсверхзвуковом ударе К.П. Станюковичем [14] и М.А. Лаврентьевым [15] по сути были рассмотрены предельные режимы псевдоупругого и абсолютно неупругого удара. Из рассмотренных ими моделей следует, что

$$A_Y = \alpha_Y \sigma_0^2, \quad A_H = \alpha_H \sigma_0^2. \quad (1)$$

Очевидно, что в общем случае, независимо от механизма ударного взаимодействия, выполняются условия

$$\alpha_H \sigma_0^2 \leq A(\sigma_0) \leq \alpha_Y \sigma_0^2, \quad (2)$$

причем для заданной пары "боек-преграда" отношение  $\alpha_Y / \alpha_H = \text{const}$ . На рис. 1 кривые  $\alpha_Y \sigma_0^2$  и  $\alpha_H \sigma_0^2$  ограничивают область допустимых  $A(\sigma_0)$ .

Явный вид зависимости  $A(\sigma_0)$  определяется соотношением интенсивностей энерговыделения и производства энтропии при торможении бойка и скоростью оттока энтропии из области адаптации избыточной энергии (ОАИЭ). При достижении каким-либо из управляющих параметров (относительной деформацией  $\epsilon_{ij}$ , скоростью деформации  $\dot{\epsilon}_{ij}$ , массовой скоростью вещества  $u$  и др.) критического значения происходит самоорганизация соответствующей диссипативной структуры (ДС), определяющей реологическое поведение деформируемого тела [7]. Самоорганизация или смена ДС, согласно  $S$ -теореме [9, 16], сопровождается скачкообразным уменьшением энтропии ( $\tilde{S}$ ) и производства энтропии ( $\tilde{P}$ ), нормированных на постоянное значение средней энергии. Отражением  $S$ -теоремы для процессов ударного кратерообразования является универсальный характер зависимости  $A(\sigma_0)$ , показанный на рис. 1. Границы режимов  $\sigma_i$  можно определить, например, используя квантово-статистическую модель деформируемого твердого тела [7].

Если боек и преграда выполнены из одного материала, то в пределах реализации каждого из режимов  $A(\sigma_0)$  монотонно растет от  $\alpha_H \sigma_i$  до  $\alpha_Y \sigma_{i+1}^2$ . Уменьшение  $\tilde{S}$  и  $\tilde{P}$  в результате смены режимов при увеличении  $\sigma_0$  связано как с усилением оттока энтропии из ОАИЭ, что обуславливает

$$\Delta A_i = A(\sigma_i - 0) - A(\sigma_i + 0) > 0, \quad (3)$$

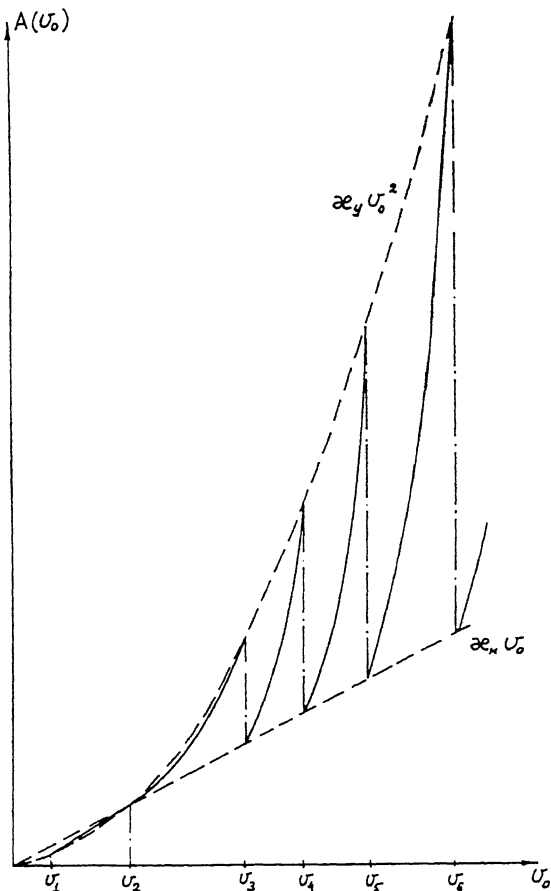


Рис. 1. Зависимость энергии, идущей на образование ударного кратера от скорости соударения бойка с преградой из того же материала (увеличение  $d_f$ , и еще более сильное увеличение  $D_f$ , при смене режимов ударного кратерообразования обуславливают некоторое сглаживание скачков на зависимостях глубины и объема кратера от скорости удара). Для  $Al$ :  $u_1 = 0.5$  м/с,  $u_2 = 26$  м/с,  $u_3 = 600$  м/с,  $u_4 = 2800$  м/с,  $u_5 = 13\ 600$  м/с.

так и с уменьшением интенсивности диссипации, что обеспечивает

$$\left. \frac{dA}{du_0} \right|_{u_i-0} - \left. \frac{dA}{du_0} \right|_{u_i+0} < 0. \quad (4)$$

Усиление оттока энтропии достигается за счет увеличения эффективной площади поверхности ОАИЭ путем увеличения ее фрактальной размерности  $d_f$  [7]. Это должно отражаться в увеличе-

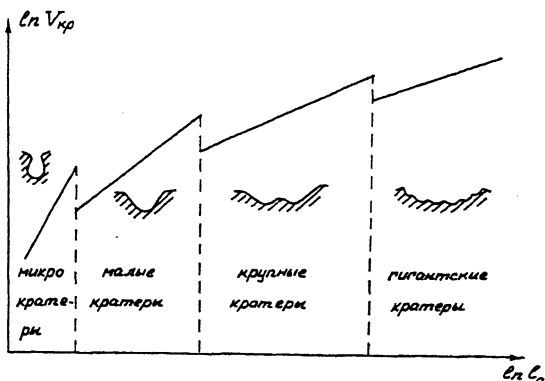


Рис. 2. Изменение формы кратеров, формируемых при гиперскоростном ударе, вследствие МФП по данным [3, 22] и вид зависимости объема кратера от характерного размера бойка.

нии  $d_f$  поверхности формируемых ударных кратеров, имеющей мультифрактальную структуру.

В настоящей работе, по-видимому, впервые проведен мультифрактальный анализ поверхностей ударных кратеров. Для определения размерности Реньи  $d_f$  использовались методики [17, 18]. Установлено, что по мере увеличения  $v_0$  имеет место скачкообразное увеличение  $d_f = d_g = 0$  при смене режимов кратерообразования. При  $v_0 < 1$  км/с  $d_f \approx 2.2-2.5$ , а для взрывных кратеров, формируемых при гиперскоростном ударе,  $d_f \approx 2.8-2.95$ .

В случае гиперскоростного удара имеет место очевидная аналогия эргодинамики взрывного кратерообразования и рассмотренного в [19] свободного разрушения с тем отличием, что накопление энергии идет не в объеме образца, а в ОАЭИ, имеющей фрактальную структуру. Объем  $V_f$ , площадь поверхности  $S_f$ , радиус  $R_i$  и размерность  $D_f$  ОАИЭ связаны соотношением

$$D_f V_f = R_i S_f, \quad (5)$$

которое следует из определений объема и площади поверхности  $D_f$ -мерной сферы [20] и свойства гамма-функции  $\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$ . Учитывая отмеченную выше аналогию со свободным разрушением, следуя [19], легко получить соотношение

$$L_{кр}^{i+1} = D_f L_{кр}^i, \quad (6)$$

определяющее иерархию характерных размеров ударных кратеров. Соотношение (6) позволяет интерпретировать экспериментальные результаты [2] по зависимости морфологического фактора ударных кратеров от  $v_0$  как результат скачкообразного увеличения  $D_f$  при сменах режимов кратерообразования. Так как  $D_f$  определяет нижнюю границу числа степеней свободы динамической системы [21],

то следствием увеличения  $D_f$  является увеличение числа критериев подобия  $N_{min} = [D_f] + 1$ , определяющих кинетику кратерообразования. Заметим, что одной из причин увеличения  $N_{min}$  (и  $D_f$ ) является простое увеличение числа стадий кратерообразования при более высокоскоростном режиме. Размерности  $D_f$  и  $d_f$  связаны соотношением

$$D_f = 1 + (d - d_f)^{-1} \quad \text{или} \quad d_f = d - (D_f - 1)^{-1}, \quad (7)$$

где евклидова размерность пространства  $d = 3$ , а  $2 \leq d_f \leq 3$ .

Как показано в [16], кинетика сильно неравновесных процессов существенно зависит от размеров открытой системы, что необходимо учитывать при моделировании. Соотношение (6), очевидно, определяет последовательность масштабных фазовых переходов (МФП) в кинетике ударного кратерообразования, показанную на рис. 2.

Результаты настоящей работы существенно расширяют возможности и информативность имитационного моделирования удара и могут быть использованы для тестирования имитационных и численных моделей. Кроме того, учитывая единство законов, управляющих динамикой самоорганизации нелинейных диссипативных систем [13, 21], универсальные функции эргодинамики могут быть построены для любых сильно неравновесных процессов в открытых системах.

Авторы признательны Г.В. Встовскому, В.С. Ивановой, Н.А. Златину, А.В. Колотилу, А.А. Любомудрову, И.Т. Севрюкову, Г.С. Пугачеву, А.Я. Сагомониану, А.А. Кожушко, В.П. Чельшеву, В.Е. Харциеву за плодотворное обсуждение вопросов, рассмотренных в статье, и выражают глубокую благодарность Е.И. Шемякину, обратившему наше внимание за аналогию ударного кратерообразования и свободного разрушения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] 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.
- [2] С п и р и х и н И.П. // ДАН СССР. 1989. Т. 309. № 6. С. 1407-1409.
- [3] Б а л а н к и н А.С., Л ю б о м у д р о в А.А., С е в р ю к о в И.Т. Физика сверхвысокоскоростного удара. М.: МО СССР, 1990. 357 с.
- [4] Б а л а н к и н А.С., Л ю б о м у д р о в А.А., С е в р ю к о в И.Т. Кинетическая теория кумулятивного бронепробития. М.: МО СССР, 1989. 271 с.
- [5] Б а л а н к и н А.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 13. С. 1221-1226; 1231-1234.
- [6] С к о р н я к о в Г.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. № 22. С. 12-14.

- [7] Баланкин А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 22. С. 15-20. // 1990. Т. 16. № 7. С. 14-20.
- [8] Скворцов Г.Е. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 17. С. 15-18.
- [9] Климонтович Ю.Л. // УФН. 1989. Т. 158. № 1. С. 59-90.
- [10] Астанин В.В., Степанов Г.В. // Проблемы прочности. 1983. № 10. С. 93-95.
- [11] Златин Н.А. // Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. С. 194-240.
- [12] Сагомонян А.Я. Проникание. М.: МГУ, 1974. 299 с.
- [13] Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
- [14] Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
- [15] Лаврентьев М.А. // Искусственные спутники земли. М.: АН СССР. 1959. № 3. С. 61-65; Испр. 1960. № 4. С. 205.
- [16] Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 12. С. 102-105.
- [17] Иванова В.С., Шанявский А.А. Количественная фрактография. М.: Металлургия, 1988. 400 с.
- [18] Встовский Г.В. Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: ИМЕТ АН СССР, 1990. 18 с.
- [19] Шемякин Е.И. // ДАН СССР. 1989. Т. 309. № 6. С. 1407-1409.
- [20] Соколов И.М. // УФН. 1986. Т. 150. № 2. С. 221-255.
- [21] Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990. 312 с.
- [22] Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир. 1981. 240 с.

Поступило в Редакцию  
31 января 1991 г.