

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

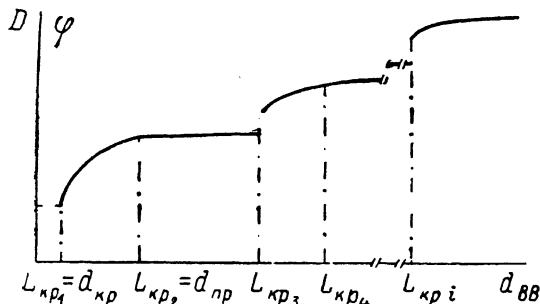
05

Журнал технической физики, т. 59, в. 12, 1989

МАСШТАБНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КИНЕТИКЕ УДАРНОГО РАЗРУШЕНИЯ
И ВЗРЫВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ
СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

А. С. Баланкин, А. А. Любимудров, И. Т. Севрюков

Проблема адекватного моделирования процессов, развивающихся в твердых телах при ударном нагружении (деформации, разрушения, теплового взрыва, детонации и т. п.), имеет фундаментальное значение, так как пространственные масштабы многих явлений и процессов, представляющих интерес, несопоставимы с масштабами технически возможных лабораторных исследований [1-6]. Вопрос о масштабных эффектах (МЭ) при разрушении твердых тел неоднократно поднимался в литературе. При этом, несмотря на существование



Зависимости D и φ от диаметра заряда (d_{BB}).

альтернативных точек зрения как на природу МЭ, так и на методы его учета [6, 7], обсуждалось лишь монотонное уменьшение прочности с увеличением характерных размеров образцов. Что касается процессов в химически активных телах, например детонации цилиндрических зарядов ВВ, то принято считать [8, 12], что если диаметр заряда (d_{BB}) больше $d_{кр}$ (см. рисунок), то его чувствительность к удару и кинетика процесса (скорость детонации D , полнота превращения φ) практически не зависят от d_{BB} .

В то же время известно, что в открытой системе, выведенной из состояния равновесия, каковой, очевидно, является и нагружаемое ударом тело, возможны кинетические фазовые переходы (КФП), сопровождающиеся процессами внутренней самоорганизации, связанной с формированием диссипативных структур (ДС) и КФП между состояниями, имеющими различные ДС [10, 11]. Изменение вида ДС может быть вызвано либо развитием флуктуации при критических значениях параметров системы, либо изменением внешних параметров, приводящих к исчезновению исходного устойчивого состояния и динамической перестройке ДС [11-13].

По-видимому, все КФП могут быть представлены лазерной схемой [11, 14-16], связывающей формирование ДС с когерентным перераспределением «квазичастиц» (элементов ДС предыдущего уровня), сопровождающимся испусканием «возбуждений» (флуктуаций), обеспечивающих производство энтропии. Стационарное неравновесное состояние возникает в результате бозе-конденсации «возбуждений». Принципиальное отличие КФП от равновесных ФП состоит в том, что в неравновесном случае имеет место «принудительная бозе-конденсация» в системах с переменным числом («квази»)частиц». Следствием этого является существенное влияние размерности, размеров, геометрической формы и граничных условий на характер КФП и вид формируемых ДС [10, 11]. Это, естественно, не исключает возможности существования областей (в пространстве управляющих параметров), в которых параметры ДС не зависят явно от геометрии и размеров системы и граничных условий.

В то же время можно утверждать, что фундаментальным свойством всех систем конечных размеров, испытывающих КФП, является существование последовательности масштабных фазовых переходов (МФП) — скачкообразных изменений характера КФП и вида формируе-

мых ДС при переходах через критические значения пространственных размеров $L_{кр i}$ (число МФП ограничено физическими пределами масштабов конкретной системы) при сохранении геометрического подобия (доказательство этого утверждения в рамках лазерной схемы описания КФП и МФП будет дано в отдельной работе). Классическими примерами МФП могут служить переходы между различными структурами ячеек Бенара [11] при изменении высоты сосуда и переходы между турбулентными структурами в жидкости (включая МФП от ламинарного к турбулентному режиму) при увеличении диаметра трубы или обтекаемого тела ($v = \text{const}$) [11, 17]. Причем если в области параметров, где определяющим является один критерий подобия, МФП подобны КФП, то добиться удовлетворения даже двух критериев подобия (например, $Re = \text{idem}$, $\text{sign}(M-1) = \text{idem}$; M — число Маха) при значительном (сверхкритическом) различии L модели и натуры невозможно. Поэтому характер КФП и МФП и вид формируемых ДС могут существенно различаться. Это необходимо учитывать при моделировании сильнонеравновесных процессов.

Особенности кинетики МФП рассмотрим на примерах ударного нагружения твердых тел. КФП, инициируемые ударом, могут быть описаны системой обобщенных нестационарных уравнений Гинзбурга—Ландау [11, 15, 18]

$$\left[\frac{d}{dt} - a_{\eta i} (\nabla + i\mathbf{q})^2 \right] \eta_{ij} = V_{ij} (\nabla, \eta_{kl}, \mathbf{q}, \mathbf{x}, \mathbf{T}_i), \quad (1)$$

дополненных ГУ, определяемыми геометрией тела и свойствами окружающей среды (ОС). Подчеркнем, что явный вид параметров порядка η_{ij} , вектора состояний $\mathbf{q}(\mathbf{x}, \mathbf{T}_i)$, управляющих параметров \mathbf{T}_i и синергетического потенциала V_{ij} в каждом конкретном случае, допускающем рассмотрение в «лазерной схеме», может быть получен из первых принципов. Анализ задачи в общем виде позволяет выделить три принципиально различных механизма МФП, в основе которых лежат 1) зависимость условий устойчивости ДС от размеров тела (L), его геометрии и граничных условий; 2) зависимость характерных масштабов ДС (L_{DC}^i) от L , обуславливающая достижение условий самоорганизации внутри элементов ДС при $L_{DC}^i(L) > L_{DC}^i(L_{кр i})$; 3) в тех случаях, когда L_{DC}^i не зависят (слабо зависят) от L при $L > L_{кр i}$ достигаются условия самоорганизации ансамбля элементов ДС, приводящей к формированию ДС большего масштаба. Для всех МФП при увеличении L характерно понижение внутренней симметрии вследствие появления нового внутреннего масштаба длины L_{DC}^i . Отсюда непосредственно следует S -теорема для МФП, доказанная в [12] для КФП. Причем если

$$\frac{L_{DC}^{i-1}}{L_{DC}^i} = \frac{L_{DC}^i}{L_{DC}^{i+1}}, \quad (2)$$

то энтропия S при МФП не меняется, а производство энтропии \dot{S} уменьшается. Если условие (2) не выполнено, то МФП сопровождается скачками S и \dot{S} (обуславливающими скачкообразные: уменьшение прочности, увеличение φ , D , чувствительность ВВ и т. п.). Математически ситуация здесь аналогична исследованной в [19] при изучении структурных фазовых переходов в соразмерные и несообразные фазы. Несоразмерные ДС при масштабных фазовых переходах формируются, если V_{ij} содержит члены вида

$$a \left(\eta_{ij} \frac{\partial \eta_{il}}{\partial x_k} - \eta_{il} \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial x_k} \right); \quad a_1 (\nabla \eta_{ij})^2 + a_2 (\nabla^2 \eta_{ij}); \quad a \eta_{ij} \eta_{il} \frac{\partial \eta_{im}}{\partial x_k}. \quad (3)$$

Появление новых независимых L_{DC}^i при МФП в соответствии с π -теоремой приводит к увеличению числа безразмерных критериев подобия, т. е. при МФП первого рода увеличивается число управляющих параметров КФП, явно зависящих от размеров тела. Приведем ряд критериев подобия, определяющих кинетику МФП между различными стационарными режимами разрушения,

$$Z_1 = \frac{\delta L}{\lambda E_{ij}}; \quad Z_2 = \frac{\gamma L}{\delta}; \quad Z_3 = \frac{\alpha \rho H_{\text{всп}} v_0 L}{\chi}; \quad \text{Bi} = \frac{\chi L}{\lambda} \quad (4)$$

(обозначения совпадают с принятыми, например, в [6, 8]).

Критерии (4), очевидно, представляют лишь часть последовательности $L/L_{DC}^{nc i}$, где $L_{DC}^{nc i}$ — иерархия масштабов несообразных ДС. Рассмотренные в [20] критерии подобия для проникания бойка в полубесконечную среду следует дополнить параметрами $Re = uL/\nu$ (u — скорость проникания, ν — скорость деформации) и

$$B_k = \frac{\dot{\varepsilon} L_{DC}}{c_k}, \quad B_T = \frac{\dot{\varepsilon} L_{DC}}{c_T}, \quad B_l = \frac{\dot{\varepsilon} L_{DC}}{c_l}, \quad B_R = \frac{\dot{\varepsilon} L_{DC}}{c_R}, \quad M_k = \frac{u}{c_k}, \quad M_l = \frac{u}{c_l},$$

$$M_T = \frac{u}{c_T}, \quad M = \frac{u}{c_l}, \quad M_R = \frac{u}{c_R}, \quad (5)$$

где c_l и c_t — скорости продольного и поперечного звуков; c_R — минимальная скорость вещества во фронте ударной волны, обеспечивающей режим взрывного испарения; c_k и c_T — местная и предельная скорости роста трещин ($c_T = \sqrt{c_k c_l}$), $c_k c_l = H_0$ — энергия активации разрушения для чистых элементов, совпадающая с $H_{всп}$).

Критерии подобия (5) определяют, например, МФП между различными режимами проникания при $M_T < 1 < M_k$: сверхглубокое проникание макрочастиц ($L \approx 10^{-4}$ м) [21], обусловленное эффектом микрокумуляции; нестационарный гидродинамический режим проникания бойков, имеющих характерные размеры $L \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ м [15, 20]; внедрение ударного ядра ($L \geq 10^{-1}$ м) в режиме, отличном от гидродинамического, если $\dot{\varepsilon} \sim u/L < 10^4$ с $^{-1}$. Стационарные гидродинамические режимы деформации твердого тела реализуются только при $M_T < 1 < M$ и $\dot{\varepsilon} \geq 10^5$ с $^{-1}$. При этом критическое число $Re_{кр}$, разделяющее ламинарный и турбулентные гидродинамические режимы деформации твердых тел, равно $Re_{кр} = H_0/c_l^2 \sim 1$, причем для хрупких тел $Re_{кр} < 1/\sqrt{2}$, а для пластичных $Re_{кр} > 1/\sqrt{2}$ (для жидкостей

$Re_{кр} \approx \frac{H_0 \tau_p}{\nu} \sim 10^3$, где ν и τ_p — вязкость и время релаксации напряжений). Критерии подобия, явно зависящие от d_{BB} , для процесса стационарной детонации имеют вид

$$\delta_1 = \frac{d_{кр}}{d_{BB}}, \quad \delta_2 = \frac{d_{пр}}{d_{BB}}, \quad \delta = \frac{QE_0 d_{BB}}{\chi \rho R T_0}, \quad Z_4 = \frac{\alpha \rho Q D d_{BB}}{\chi}, \quad Vi = \frac{\kappa d_{BB}}{\chi}, \quad (6)$$

где ρ — плотность; T_0 — начальная температура; Q и E_0 — удельные энергии химической реакции и активации взрывного процесса; α , χ и κ — коэффициенты теплового расширения, теплопроводности и теплоотдачи.

Результаты рассмотрения МФП между различными режимами детонации приведены на рисунке. Заметим, что еще большие скачки при $L_{кр}$ испытывает чувствительность ВВ к удару, определяемая по уровню нагружения, обеспечивающего выход процесса на стационарный режим (предполагается дилатонный механизм образования горячих точек). Здесь, кроме того, ситуация усложняется конкуренцией процессов деформации, разрушения и инициируемых ударом химических процессов, имеющих различные зависимости характерных времен от d_{BB} .

В заключение отметим, что можно показать (математически подобные задачи рассматривались в [22, 23]), что уравнения вида (1), (3) в осесимметричном случае с жесткими граничными условиями допускают решение типа спиральной волны при d , превышающем L_S , равном полупериоду спирали. Таким образом, в твердом ВВ, помещенном в цилиндрическую оболочку с внутренним диаметром $d > L_S$, изготовленную из материала с большей, чем у ВВ акустической, жесткостью, возможно распространение спиновой детонационной волны, подобной спиновой детонационной волне в газообразном ВВ. В цилиндре из хрупкого материала, заключенного в прочную оболочку с большей акустической жесткостью, при $d > L_S$ хорошо известная [24] плоская волна самоподдерживающегося разрушения должна смениться на спиновую волну разрушения. Последний эффект, возможно, наблюдался экспериментально в [25], где говорится об образовании спиральных трещин.

Список литературы

- [1] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 934 с.
- [2] Анисимов С. И., Кравченко В. А., Сагдеев Р. З. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 21. С. 1293—1296.
- [3] Мержиевский Л. А., Титов В. М. // ФГВ. 1987. № 9. С. 92—108.
- [4] Балажкин А. С. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1821—1829. Там же. Вып. 12. С. 2380—2383.
- [5] Айруни А. Т. Прогнозирование и предотвращение газодинамических явлений в угольных шахтах. М.: Наука, 1987. 310 с.
- [6] Иванов А. Г., Минеев В. Н. / ФГВ. 1979. № 5. С. 70—94.

- [7] Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 567 с.
- [8] Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.
- [9] Взрывчатые вещества. Методы определения чувствительности к удару. М.: Изд-во стандартов, 1981. 18 с.
- [10] Пригожин И. // УФН. 1980. Т. 131. № 2. С. 185—207.
- [11] Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1985. 423 с.
- [12] Климонтович Ю. Л. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 9. С. 1412—1416. Там же. 1984. Т. 10. Вып. 2. С. 80—83.
- [13] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ДАН СССР. 1982. Т. 26. № 6. С. 1366—1370.
- [14] Оравский А. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 2. С. 608—617.
- [15] Баланкин А. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 13. С. 1221—1226; 1231—1234.
- [16] Галицкий В. М., Елесин В. Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М.: Энергоатомиздат, 1986. 192 с.
- [17] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 796 с.
- [18] Мелкер А. И., Иванов А. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 11. С. 3396—3402.
- [19] Гуфан Ю. М. Структурные фазовые переходы. М.: Наука, 1982. 304 с.
- [20] Беляков А. В., Витман Ф. Ф., Златин Н. А. // ЖТФ. 1983. Т. 33. Вып. 8. С. 990—995.
- [21] Григорян С. С., Черный Г. Г. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 6. С. 1319—1328.
- [22] Бразовский С. А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 1. С. 175—185.
- [23] Михайлов А. С., Упоров И. В. // ДАН СССР. 1980. Т. 298. № 3. С. 733—736.
- [24] Финкель Б. М. Физика разрушения. М.: Металлургия, 1970. 375 с.
- [25] Leonard R. W., Laber D., Linse V. // Proc. 2nd Intern. Conf. HERP, 1969. P. 234—238.

Поступило в Редакцию
14 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
30 декабря 1988 г.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ УСИЛЕНИЕ ДИФФУЗНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ТЕПЛОВЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАММАМИ

А. М. Березинская, А. М. Духовный

Высокоэффективное нестационарное взаимодействие плоских волны одинаковой частоты излучения в нелинейных средах с локальным откликом теоретически и экспериментально исследовалось в [1–5], в [6–8] изучалось нестационарное усиление плоских волн в поле пространственно неоднородных световых пучков применительно главным образом к задаче пространственной коррекции излучения. Авторами [6–8] была установлена важная роль соотношения величин нелинейностей, ответственных за кросс- и интермодуляционное взаимодействия (α и α' соответственно) в процессе преобразования плоской волны динамической голограммой (ДГ), сформированной плоской и диффузной волнами, в частности, показано, что эффективное усиление плоской волны осуществляется при условии $|\alpha'/\alpha| \ll 1$ и становится невозможным, если $\alpha'/\alpha = 1$. В данной работе исследуется эффективность преобразования диффузных пучков в поле плоской волны на примере записи отражательных ДГ в линейно поглощающей среде, что актуально с точки зрения разработки оптических усилителей малоинтенсивных изображений.

Теоретический анализ нестационарного усиления диффузной волны (объектной) в поле плоской (опорной) проводился на основе системы связанных дифференциальных уравнений, описывающих взаимодействия пучков в отражательной ДГ, записанной в кубической среде с локальным откликом [6, 7]. В отличие от [6, 7] слабой усиливаемой волной являлась диффузная волна, а сильным пучком — плоская волна, причем диффузный пучок был представлен в виде набора плоских компонентов не только, как и в [6, 7], одинаковых, но и заметно отличающихся по амплитуде. Расчет эффективности преобразования η , определяемой как отношение усиленной волны на выходе к суммарной интенсивности всех волн на входе ДГ, для случая трех компонентов диффузного пучка одинаковой и различных амплитуд показал практически совпадение η в обоих рассматривавшихся случаях в исследованном диапазоне изменения параметра нелинейности G (явный вид G приведен в [4]). Поэтому в последующих расчетах амплитуды всех компонентов принимались одинаковыми, а число компонентов диф-