01, 05.1

САМООРГАНИЗАЦИЯ И ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ В ДЕФОРМИРУЕМОМ ТЕЛЕ

А.С. Баланкин

Поведение деформируемого тела, испытывающего механическое воздействие, определяется процессами образования и эволюции диссипативных структур (ДС), обеспечивающих оптимальный режим диссипации энергии, поступающей извне [1–4]. Замечательной особенностью ДС, формируемых в деформируемом теле, является существование универсальной иерархии пространственных масштабов (структурных уровней), что находит отражение, например, в иерархии линейных размеров: зон локализации деформации [3, 4], трещин [1, 4], блоков отдельностей [5] и т.п. Обсуждались различные механизмы структуризации деформируемого тела [1–5], однако единой точки зрения на природу этого эффекта сегодня нет.

На наш взгляд, в основе иерархического строения ДС лежит фундаментальное свойство твердого тела – его сдвиговая устойчивость, обусловливающая различие характерных пространственных масштабов областей локализации и диссипации энергии, закачиваемой в деформируемое тело при внешнем воздействии (аналогично можно объяснить и строение турбулентных структур в вязких жидкостях, обладающих сдвиговой жесткостью на мезоскопических расстояниях $\sim\sqrt{\nu\tau_\sigma}$, где ν и τ_σ – вязкость и время релаксации сдвиговых напряжений в жидкости).

Явление кумуляции поступающей извне энергии в локализованных областях, в свою очередь, обусловлено различием времен релаксации энергии (τ_ε) и импульса (τ_p) атомов деформируемого тела, выводимых внешним воздействием из состояния равновесия. На основании анализа, проведенного в [6], имеем

$$\tau_p \simeq \frac{a}{c_t} \ll \tau_\varepsilon \simeq \frac{a}{c_a} = \tau_p \frac{c_t}{c_a} = \tau_p \Lambda_0 , \quad (1)$$

где c_t – скорость поперечных волн деформации (для жидкостей $c_t = \sqrt{\nu/\tau_\sigma}$ [7]), $c_a = \frac{h}{2ma}$, m и a – масса атома и межатомное расстояние, h – постоянная Планка. Поэтому уже при сравнительно малых нагрузках $\sigma > \sigma_{кр} = 0.5\rho c_a^2 \sim 1$ МПа происходит образование локализованных сильнонеравновесных областей. Поскольку накопление энергии идет как за счет объемных, так и сдвиговых упругих деформаций, то характерный размер областей локализации закачиваемой энергии $L_l \sim (B + 4/3\, G) = \rho c_l^2$

(B и G – модули объемной деформации и сдвига, ρ – плотность, c_l – скорость продольного звука). В то же время за эффект диссипации энергии в деформируемом теле, как показано в [8], ответственны только сдвиговые напряжения. Поэтому характерный масштаб областей, в которых рассеивается избыточная энергия, пропорционален $L_S \sim G = \rho c_t^2$, а для отношения пространственных масштабов ДС соседних структурных уровней получаем соотношение

$$\frac{L_{i+1}^{ДС}}{L_i^{ДС}} = \frac{L_l}{L_S} = \frac{c_l^2}{c_t^2} = \frac{2(1-\varphi)}{1-2\varphi} = \Lambda_1. \quad (2)$$

Так как возможные значения коэффициента Пуассона твердых тел лежат в пределах $0.165 \leq \varphi \leq 0.475$ [9], то величина Λ_1 может изменяться от 2.5 до 30, причем характерному для подавляющего большинства природных материалов значению $\varphi = 0.3$ (см. [10]) соответствует $\Lambda_1 = 3.5$, что согласуется с эмпирически установленным (см. [5]) интервалом изменения $L_{i+1}^{ДС}/L_i^{ДС}$ с наиболее вероятным значением, равным 3.5.

Соотношение (2), очевидно, характеризует автомодельные режимы деформации и разрушения твердого тела, наблюдаемые (при определенных условиях) экспериментально [3–5]. Однако существование, даже в упругоизотропных телах, не менее трех независимых масштабов длины:

$$l_p = a, \quad l_\varepsilon = a\Lambda_0, \quad l_l = l_\varepsilon \Lambda_1, \quad (3)$$

обусловливает сложную динамику процессов самоорганизации ДС и, в частности, возможность формирования несоразмерных ДС, обладающих новым набором независимых масштабов длины, получаемых в результате динамического перемешивания (см. [11]) исходных,

$$l_{i+1} = \left\{\frac{\Lambda_0}{\Lambda_1} l_i\right\}, \quad \frac{\Lambda_0}{\Lambda_1} > 1, \quad (4)$$

где скобки означают дробную часть аргумента.

Формирование несоразмерных ДС возможно как в результате кинетических фазовых переходов (КФП) – при изменении параметров воздействия, так и в результате рассмотренных в [12] масштабных ФП – при увеличении размеров деформируемого тела. Образование несоразмерной ДС, очевидно, должно сопровождаться переходом к другому автомодельному, или не автомодельному, режиму деформации (разрушения) твердого тела. Это обстоятельство необходимо учитывать при моделировании на образцах меньших размеров. Такое моделирование осложняется еще и тем, что отражением иерархической структуры ДС является существование спект-

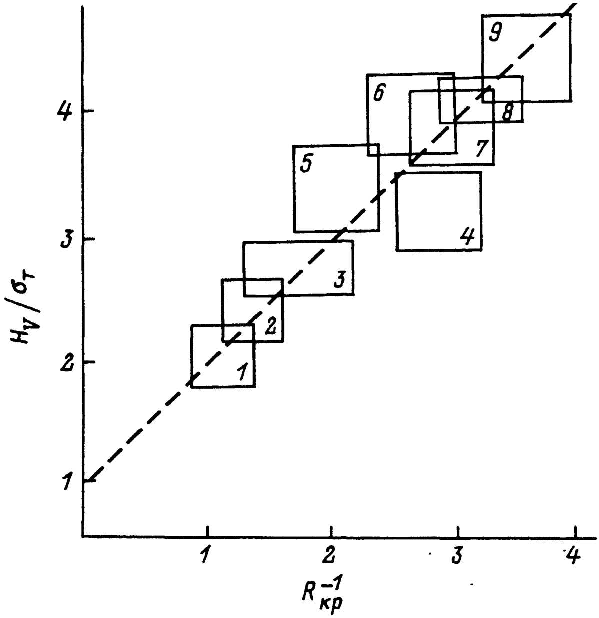

Рис. 1. Зависимость отношения H_V/σ_T от $2R_{КР}^{-1}$. 1 – Nb, 2 – V, 3 – Al, 4 – Ti, 5 – Cu, 6 – Ag, 7 – Pb, 8 – Mo, 9 – W. Пунктирная линия – расчет по (7), экспериментальные данные взяты из [17, 18].

ра эффективной вязкости твердого деформируемого тела. Следуя [13], легко видеть, что

$$\frac{\nu^{i}_{эфф}}{\nu^{j}_{эфф}} = \frac{L^{ДС}_{i}}{L^{ДС}_{j}}. \tag{5}$$

Спектр (5), определяемый соотношениями (2) и (4), позволяет понять расхождение более чем на 5 порядков значений $\nu_{эфф}$, полученных авторами [14–16] при одинаковых (по крайней мере достаточно близких) скоростях деформации, но разными методами.

Если, следуя [1–4], рассматривать разрушение как КФП, то тип формируемой ДС, определяемый видом решения обобщенных уравнений Гинзбурга–Ландау [12], принципиально различен при $R_{КР} < \frac{1}{\sqrt{2}}$ и $R_{КР} > \frac{1}{\sqrt{2}}$, где параметр (аналог параметра Гинзбурга–Ландау для сверхпроводников [6])

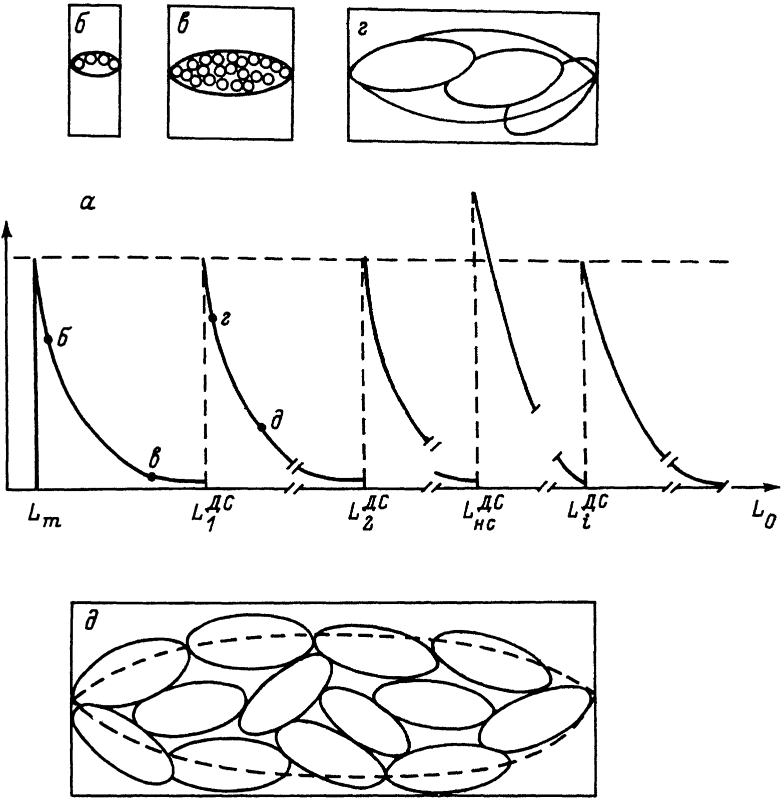

Рис. 2. Зависимость дисперсии $\sigma_П$ и $R_{кр}$ от характерного размера L_0 деформируемого тела (а). На врезках (б–д) показаны картины формирования магистральной трещины в образцах с характерными размерами L_i, отмеченными на графике точками (б–д).

$$R_{кр} = \frac{\sigma_П}{\sqrt{2}\,\tau_П}. \tag{6}$$

Здесь $\tau_П$ и $\sigma_П$ – сопротивление материала сдвигу и на отрыв. Разрушение будет хрупким, если $R_{кр} < \frac{1}{\sqrt{2}}$, вязким при $R_{кр} > 1$, и вязкохрупким в случае $R_{кр} > \frac{1}{\sqrt{2}}$. В общем случае $R_{кр}$ зависит как от скорости нагружения и величины нагрузки, так и от вида напряженного состояния (в случае достаточно высоких скоростей деформации $R_{кр}$, естественно, совпадает с определенным ранее [2, 6] параметром $Re_{кр}$).

Для простых схем квазистатического нагружения значение $R_{кр}$ может быть найдено через отношение предела текучести ($\sigma_Т$) и твердости по Виккерсу (H_V). Так как σ_T характеризует начальную стадию пластической деформации, т.е. сопротивление ламинарному течению дислокаций, а H_V – сопротивление большим пластическим деформациям, связанным с ротационными эффектами, то по аналогии с [2, 6] получаем

$$H_V = (1 + 2R_{KP}^{-1})\sigma_T, \tag{7}$$

откуда, учитывая, что для металлов $R_{KP} \sim 1$, следует эмпирическое соотношение $H_V \simeq 3\sigma$ [17]. Более подробное сравнение расчетов по (7) с экспериментальными данными, взятыми из [17, 18], показано на рис. 1.

Заключительная стадия квазистатического разрушения твердого тела по сути является перколяционным процессом кластеризации трещин предразрушающего уровня, приводящим к образованию магистральной трещины, разделяющей тело на части. Одним из фундаментальных свойств процессов перколяции является универсальная зависимость порога протекания (определяющего $\sigma_П$) от числа разыгрываемых узлов (трещин): $\delta(\sigma_П^2) \sim N^{-\frac{1}{D_f \alpha}}$, где $0.9 \leq \alpha \leq 1.3$ [19, 20]. Учитывая иерархическую структуру ансамбля трещин, легко видеть, что

$$\delta(\sigma_П) = \frac{\sqrt{\delta(\sigma_П^2)}}{\sigma_П} \sim (N_{K-1})^{-\frac{1}{2D_f\alpha}} = \left(\frac{L_{K-1}^{AC}}{L_0}\right)^{\frac{1}{2\alpha}} \sim 0.5\delta(R_{KP}), \tag{8}$$

где L_0 – размер образца, а фрактальная размерность ансамбля трещин (учитывая, что энергия, выделяемая при раскрытии трещины $\sim \frac{\sigma_П^2 L_{TP}^3}{E}$ [1], где E – модуль Юнга) определяется соотношением

$$2 < D_f = \frac{E}{G} = 2(1 + \varphi) < 3. \tag{9}$$

Следствием (8), очевидно, должен явиться эффект осцилляции дисперсии прочности при увеличении L_0 (рис. 2), отражающий иерархию структурных уровней. По нашему мнению, именно этот эффект ответственен за непредсказуемые катастрофические разрушения крупногабаритных объектов (например, трубопроводов [21, 22]). Данное объяснение катастроф, в отличие от предложенных авторами [21, 22], позволяет понять тот факт, что лишь незначительная часть абсолютно одинаковых конструкций из пластичных материалов оказывается способной к хрупкому разрушению. А именно, вследствие сильной дисперсии R_{KP} для изделий „опасных размеров" $L_0 \sim L_{K-1}^{AC}$ (см. рис. 2), при одних и тех же условиях нагружения R_{KP} может оказаться как больше, так и меньше $\frac{1}{\sqrt{2}}$. В последнем случае и возможно непредказуемое катастрофическое разрушение. Подчеркнем, что в противоположность выводам [21, 22], из настоящего рассмотрения следует, что уход от „опасных размеров" возможен не только путем уменьшения L_0, или предусмотрения большего запаса прочности, но и путем увеличения L_0.

Еще одним следствием иерархии масштабов ДС, задаваемой соотношением (2), является закон повторяемости землетрясений. Так как энергия (E_S), выделяемая при землетрясении в результате образования трещины размером $\sim L_i^{AC}$, пропорциональна $\frac{\sigma_n^2 (L_i^{AC})^3}{E}$ [1], то в случае автомодельного режима трещинообразования, отношение числа землетрясений, обусловленных образованием трещин $(i-1)$ уровня, к числу землетрясений, связанных с трещинами следующего уровня, в фиксированном районе равно

$$n_0 = \frac{N_{i-1}}{N_i} \sim \left(\frac{L_i^{AC}}{D_{i-1}}\right)^{D_f} = \left(\frac{L_i^{AC}}{L_{i-1}^{AC}} \cdot \frac{L_{i-1}^{AC}}{D_{i-1}}\right)^{D_f} = \left(\frac{\Lambda_1}{D_c}\right)^{D_f} \sim \left(\frac{E_i}{E_{i-1}}\right)^{\frac{D_f}{3}}, \qquad (10)$$

что, очевидно, эквивалентно эмпирическому соотношению Гутенберга-Рихтера: $\ln N = A - \gamma \ln N$ [5] с

$$0.4 \leqslant \gamma = \frac{\ln n_0}{3 \ln \Lambda_1} = \frac{D_f}{3}\left(1 - \frac{\ln D_c}{\ln \Lambda_1}\right) = \frac{2(1+\varphi)}{3}\left(1 - \frac{\ln D_e}{\ln \Lambda_1}\right) \leqslant 0.6, \qquad (11)$$

где N – число землетрясений в заданном районе (A – параметр сейсмоактивности), D_{i-1} – критический перколяционный радиус $(i-1)$ уровня, $D_c = \frac{L_i^{AC}}{D_i} \approx 1.8$ $(1.4 \leqslant D_c \leqslant 2.2$ [19]) – параметр, характеризующий плотность упаковки трещин $(i-1)$ уровня в кластере i-го уровня.

Автор выражает искреннюю благодарность Н.А. Златину, А.А. Кожушко, Г.С. Пугачёву, В.С. Ивановой, А.Д. Изотову и В.Е. Харциеву за полезные обсуждения результатов работы и ценные замечания.

Список литературы

[1] Панин В.Е., Лихачёв В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. М.: Наука, 1985. 230 с.

[2] Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т. Кинетическая теория кумулятивного бронепробивания. М.: Изд-во МО СССР, 1989. 272 с.

[3] Синергетика и усталостное разрушение металлов. М.: Наука, 1989. 246 с.
[4] Иванова В.С., Шанявский А.А. Количественная фрактография. Челябинск, Металлургия, 1988. 400 с.
[5] Садовский М.А., Болохвитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987. 97 с.
[6] Баланкин А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 15-20.
[7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
[8] Архипов Р.Г. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 3. С.1021-1025.
[9] Баланкин А.С. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 4. С. 339-347.
[10] Андерсон О. В кн.: Динамика решетки. М.: Мир, 1968. С. 52-121.
[11] Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
[12] Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 102-105.
[13] Климонтович Ю.Л. // Письма в ЖТФ. 1981. Т.7. Вып. 19. С. 1181-1184.
[14] Козлов В.С. // Проблемы прочности. 1986. № 3. С. 47-52.
[15] Степанов Г.В., Харченко В.В. // Проблемы прочности. 1985. № 8. С. 59-64.
[16] Голубев В.К. // ПМТФ. 1983. № 6. С. 159-165.
[17] Гудков А.А., Славский Ю.И. Методы измерения твердости металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1982. 168 с.
[18] Прочность тугоплавких металлов. М.: Металлургия, 1970. 368 с.
[19] Челидзе Т.Л. // Изв. АН СССР. МТТ. 1983. № 6. С. 114-123.
[20] Соколов И.М. // УФН. 1986. Т. 150. № 2. С. 221-255.
[21] Иванов А.Г. // ДАН СССР. 1985. Т. 285. № 2. С. 357-360.
[22] Черепанов Г.П. // ДАН СССР. 1983. Т. 272. № 3. С. 590-593.

Поступило в Редакцию
27 июня 1989 г.
В окончательной редакции
10 ноября 1989 г.