

## Обоснование возможности прогнозирования поведения твердых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия

Кошелева Е.В., Сельченкова Н.И., Учаев А.Я.

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики

e-mail: [otd@expd.vniief.ru](mailto:otd@expd.vniief.ru)

В связи с расширением области применения в научных исследованиях высокоэнергетических импульсных установок (импульсные ускорители – наносекундный диапазон воздействия, термоядерные реакторы – микросекундный диапазон воздействия, импульсные ядерные реакторы – миллисекундный диапазон воздействия, фемтосекундные лазеры) требуется знание поведения конденсированных сред в экстремальных условиях, поскольку мощностные возможности таких установок напрямую связаны со стойкостью элементов и узлов, входящих в их состав.

Следовательно, является актуальным исследование кинетических релаксационных процессов, протекающих в неравновесных конденсированных средах различной природы и геометрии, и установление временной границы сохранения функциональных свойств конструкционных материалов при различных видах высокоинтенсивного внешнего воздействия.

Работа посвящена анализу данных по амплитудно-временным закономерностям процесса динамического разрушения твердых тел при различных видах высокоинтенсивного воздействия в диапазонах неравновесных состояний  $t \sim 10^{-5}$  с и  $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$  с и установлению общих закономерностей поведения неисследованных материалов в экстремальных условиях.

Согласно литературным данным существует динамический диапазон долговечности  $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$  с, квазистатическая ветвь долговечности  $t \sim 10^7 - 10^3$  с и так называемая переходная область  $t \sim 10^{-3} - 10^{-5}$  с. Для динамической и квазистатической ветвей долговечности существует обширный экспериментальный материал и разработаны адекватные модели разрушения. Природа долговечности в динамическом и квазистатическом диапазонах имеет разную физическую природу [1, 2].

Известно, что основные процессы, лежащие в основе реакции твердого тела на внешние воздействия в динамическом диапазоне долговечности, являются нелинейными [1, 3, 4].

Предположим, что равновесие в системе устанавливается за время  $t_{равн}$ . Это время определяет границу между квазистатическими и динамическими процессами. В момент времени  $t_0$  изменим параметры системы ( $V, \rho, T$ ), что приведет к обмену энергией между

внешней средой и системой. Обмен может происходить медленно, за времена  $\delta t = t - t_0 \gg t_{равн}$  (квазистатические процессы) или быстро за времена  $\delta t = t - t_0 \leq t_{равн}$  (динамические процессы). В первом случае, при сообщении системе  $\delta E_{ext}$  система успевает придти в состояние термодинамического равновесия; по всему объему устанавливаются постоянные значения  $(\rho, T, P)$ . В квазистатических процессах значения параметров не зависят от координаты  $r$  (но сохраняется зависимость от времени, т.к. существует релаксация). Зависимости параметров  $\rho(t), T(t)$  могут быть произвольными, слабо зависящими от времени:  $(1/\rho \cdot d\rho/dt \ll 1/t_{равн}; 1/T \cdot dT/dt \ll 1/t_{равн})$ . Все градиенты равны нулю:  $d\rho/dr = dT/dr = dP/dr = 0$ . Это означает, что в квазистатических процессах не возникает процессов переноса; обмен энергией происходит только с внешней средой, которая инициирует процессы в системе; обмен энергией между частями системы отсутствует. Каждый элемент  $\delta V$  фактически изолирован от остальных  $\delta V_i$ , система распадается на отдельные элементы, не взаимодействующие друг с другом.

Если процесс обмена с внешней средой протекает быстро, то градиентами и их производными нельзя пренебречь. Градиенты ведут к возникновению потоков энергии, импульса, т.е. к процессам обмена между элементами  $\delta V_i$ , система перестает быть набором невзаимодействующих элементов  $\delta V_i$ , она становится единым целым. Элемент  $\delta V_{i-1}$  влияет на эволюцию остальных  $\delta V_i$ . Степень взаимодействия зависит не только от состояния  $\delta V_i(t)$ , но и от состояния  $\delta V_i(t')$ ,  $t' < t$ , так как информация от  $\delta V_{i-1}$  к  $\delta V_i$  распространяется с конечной скоростью. Вследствие этого система становится инерционной, появляются эффекты, отсутствовавшие в статических процессах. Реакция системы определяется возникающими степенями свободы, например, каскадом диссипативных структур, которые отсутствовали в квазистатических процессах.

На рис. 1 приведены временные зависимости долговечности  $t$  от критического давления  $P$  при некоторых режимах нагружения в квазистатическом диапазоне долговечности - воздействие растягивающих напряжений; в динамическом диапазоне долговечности - ударно-волновое нагружение и воздействие релятивистских электронных пучков [1, 2].

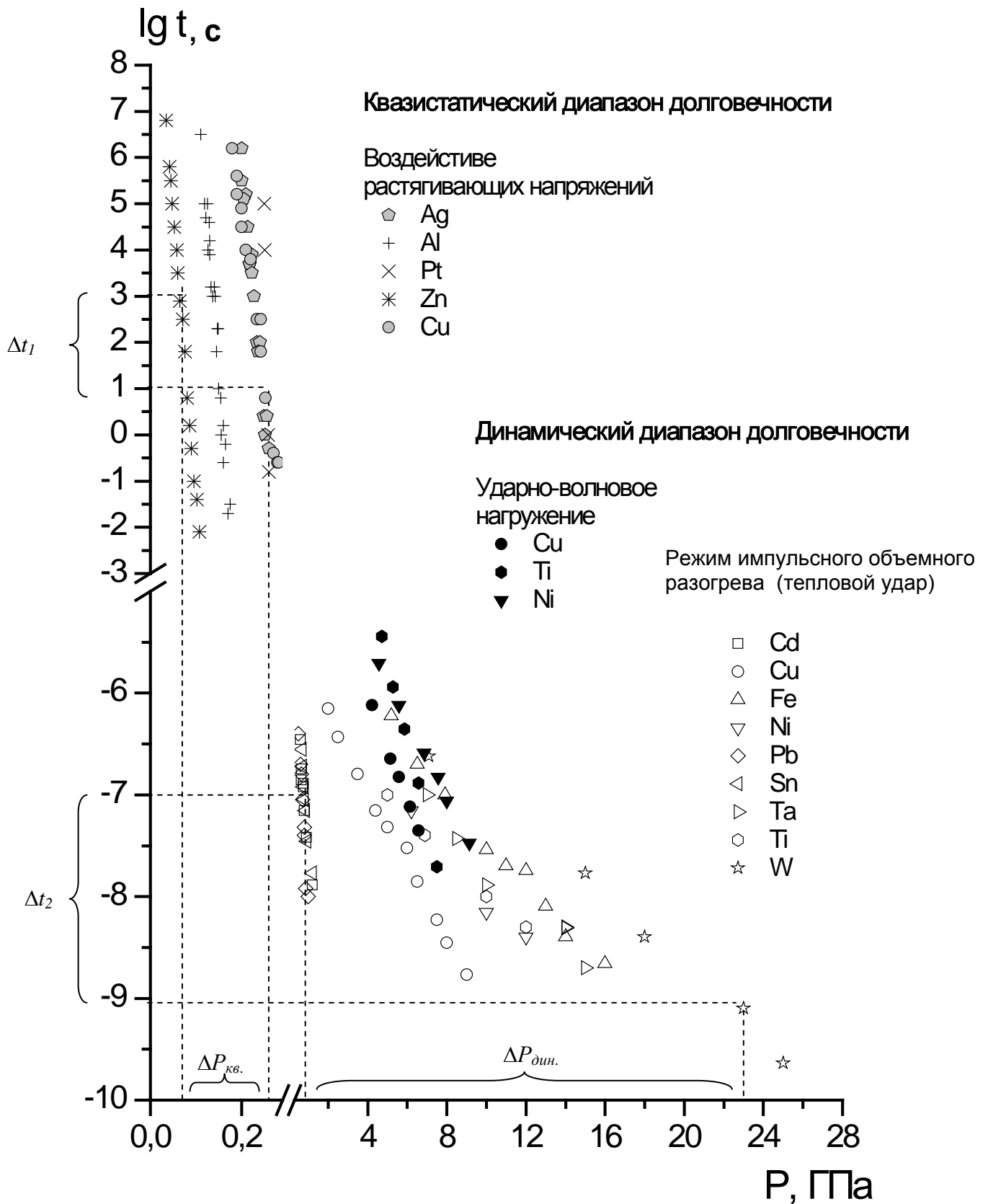


Рис. 1. Временные зависимости долговечности металлов от критического давления, приводящего к разрушению, в квазистатическом и в динамическом диапазонах долговечности ( $t$  в секундах)  $\Delta t_1 = \Delta t_2$ ;  $\Delta P_{дин.} > \Delta P_{кв.}$  [1-5]

Данные по воздействию растягивающих напряжений взяты из [2], при ударно-волновом нагружении – [5], по воздействию релятивистских электронных пучков – [1, 3, 4].

При изменении времени на два порядка в квазистатическом диапазоне долговечности  $\Delta t_1$  и динамическом диапазоне  $\Delta t_2$  ( $\Delta t_1 = \Delta t_2$ , см. рис. 1) изменения по давлению в динамическом диапазоне долговечности превосходят изменения по давлению в квазистатическом диапазоне долговечности от 10 до 100 раз. Причина – различие характера и механизма разрушения в двух рассматриваемых диапазонах.

При малых степенях отклонения от равновесия процессы релаксации определяются кинетическими механизмами, которые описываются аппаратом классической кинетики.

В физике разрушения в квазистатическом диапазоне долговечности, время до разрушения определяется временем образования критической флуктуации, например, энергии, приводящей к разрушению части межатомных связей.

Данные по долговечности в квазистатическом диапазоне долговечности описывается выражением

$$t = \tau_0 \exp \frac{u - \gamma\sigma}{kT}, \quad (1)$$

где  $\tau_0$  – период колебания атома в решетке,  $u$  – энергия связи,  $\gamma$  – структурный фактор,  $\sigma$  – приложенное напряжение,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура материала [2].

При больших степенях отклонения от состояния равновесия релаксация определяется процессами, не присущими начальным (квазистационарным), а возникающими новыми релаксационными процессами, имеющими иерархическую масштабнo-временную соподчиненность. Явление динамического разрушения относится к такому типу релаксационных процессов [1, 3, 4].

К исследованию временных закономерностей процесса динамического разрушения твердых тел применен метод ударно-волнового нагружения, реализуемого с использованием магнитно-импульсного способа  $t \sim 10^{-5}$  с [6, 7] и при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков – режим импульсного объемного разогрева (тепловой удар) ( $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$  с).

Результаты исследования процесса динамического разрушения твердых тел неметаллической природы с использованием магнитно-импульсного способа нагружения показали, что при ударно-волновом нагружении образцов вследствие отражения волн сжатия от свободной поверхности возникают волны разрежения, которые приводят к откольному разрушению образца. Причем зависимость откольной прочности от длительности импульса нагружения имеет вид [6, 7]

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_c} = A_s \left( \frac{\tau_L}{T_p} \right)^\alpha, \quad (2)$$

где  $\sigma_p$  – значения откольной прочности,  $T_p$  – длительность импульса нагружения,  $\tau_L$ ,  $\sigma_c$  – характеристики материала,  $A_s$  – коэффициент,  $\alpha \sim \sqrt{2}$ . Методика определения  $\tau_L$  (время воздействия – время до начала процесса разрушения) по разрушению материала импульсным воздействием пороговой амплитуды приведена в [6, 7].

Данные по временной зависимости процесса динамического разрушения для всех исследованных материалов, представленные в координатах  $\lg(\sigma_p/\sigma_c)$  и  $\lg(T_p/\tau_L)$  близки к единой кривой (см. рис. 2) [6, 7].

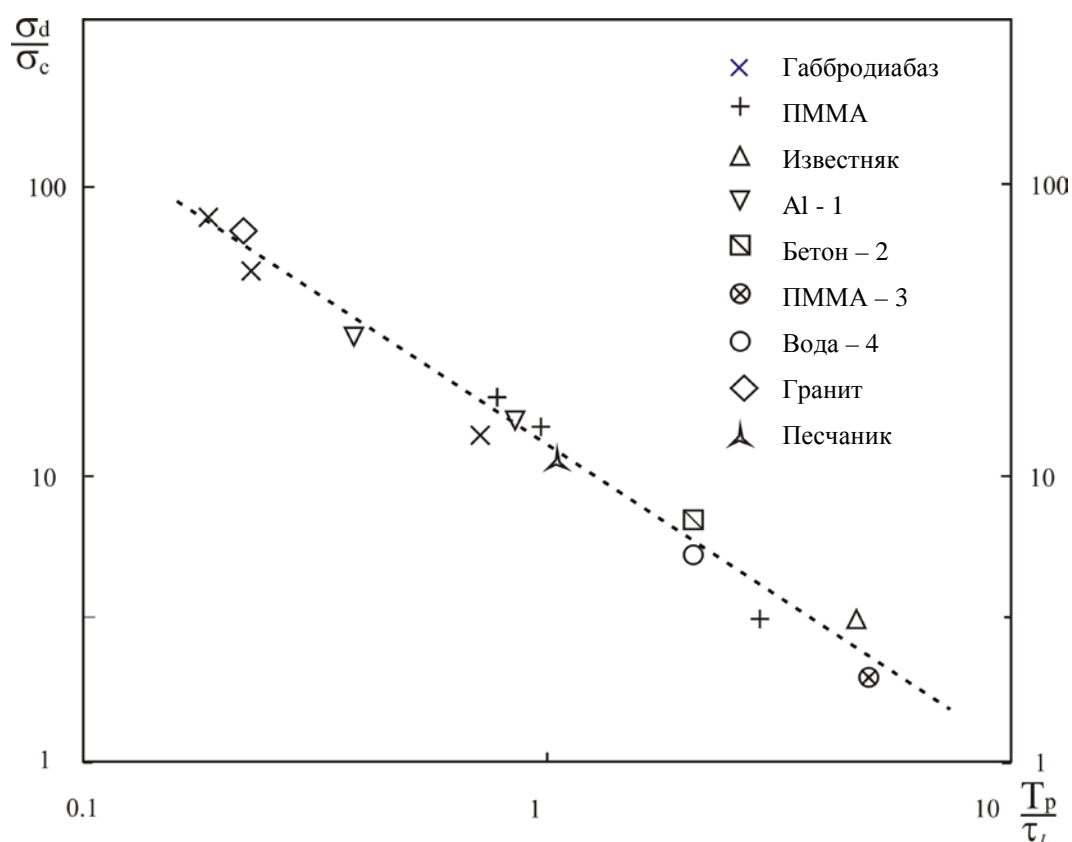


Рис. 2. Зависимость разрушающих пороговых нагрузок от длительности импульса твердых тел при разных способах динамических нагружений [6, 7]

Таким образом, результаты исследований, приведенные на рис. 2 показывают, что приведенные материалы проявляют универсальные признаки в явлении динамического разрушения в микросекундном диапазоне неравновесных состояний [6, 7].

Результаты исследований по ударному нагружению образцов с макродефектами в виде трещин показали, что процесс разрушения на макроуровне имеет пороговый характер, а длина проросшей трещины  $L_{cr}(P)$  зависит от амплитуды и длительности нагружающего импульса [6-8] (см. рис. 3).

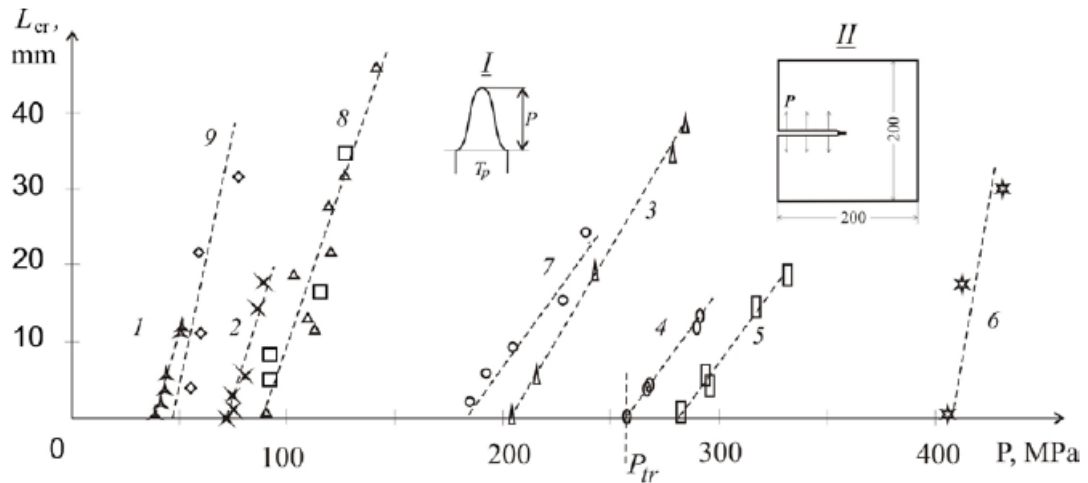


Рис. 3. Зависимости длины проросшей трещины от амплитуды одиночного импульса нагрузки при длительности нагружения: 1 – известняк, 4,4 с; 2 – мрамор, 3,6 с; 3 – габбродиабаз, 3,6 с; 4 – песчаник, 3,6 с; 5 – гранит, 3,6 с; 6 – полимерный композит – 3 с; ПММА: 7 – 2 с; 8 – 4 с; 9 – 8,6 с [6-8].

Приведены форма импульса I и схема нагружения II

При  $P > P_{cr}$  зависимость длины проросшей трещины от амплитуды импульса давления определенной длительности имеет вид [6, 8]

$$L_{cr}(P) \approx \left. \frac{d L_{cr}(P)}{dP} \right|_{P_{cr}} \cdot (P - P_{cr}) = k_{LP} \cdot (P - P_{cr}). \quad (3)$$

Данные, приведенные на рис. 2-3, показывают на проявление универсальных признаков релаксационных динамических процессов, протекающих в явлении динамического разрушения в микросекундном диапазоне неравновесных состояний.

Рассмотрим нано- и субнаносекундную области неравновесных состояний ряда металлов при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков [1, 4,5].

Как правило, релаксация сильнонеравновесных состояний сопровождается динамическими деструктивными процессами.

Динамические деструктивные процессы в конденсированных средах на различных масштабных-временных уровнях носят кооперативный характер. Это обусловлено фрактальной природой ансамблей диссипативных структур, возникающих в результате высокоинтенсивного внешнего воздействия на конденсированную среду, их перколяционными свойствами, переходами неравновесной системы с одного масштабного-временного уровня на другой, подчиняющихся концентрационному критерию, и также тем, что вероятность состояний системы не пропорциональна фактору Больцмана.

Данные по временным закономерностям процесса динамического разрушения (см. рис. 4), приведенные в универсальных координатах близки к единой кривой. Отношение  $P/\Gamma\rho(H+L_{пл})$  является инвариантом по отношению к порядковому номеру  $z$  в периодической системе ( $P$  – давление, приводящее к разрушению,  $\Gamma$  – параметр Грюнайзена,  $\rho$  – плотность материала,  $H$  – энтальпия и  $L_{пл}$  – теплота плавления) [1].

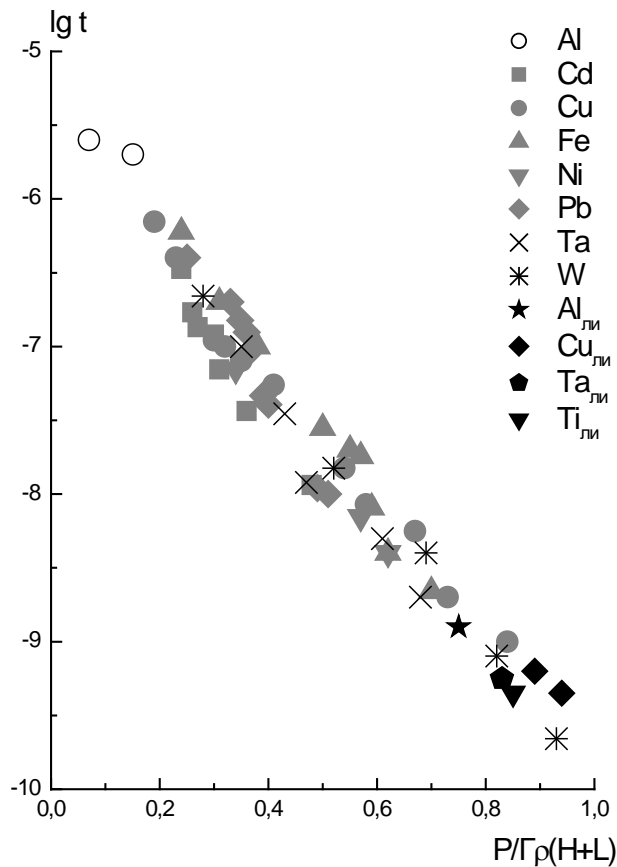


Рис. 4. Временная зависимость процесса динамического разрушения [1]

Данные, приведенные на рис. 4 описываются соотношением  $\left[ \frac{E_{сд}(t)}{H + L_{те}} \right]^\gamma \cdot t = const$ ,

$E_{кр}(t) \approx P/\Gamma\rho$ ,  $\gamma \sim 3.8$  для всех исследованных материалов [1].

Функции скорости центрообразования  $J(t)$  ряда исследованных металлов имеют подобный вид, что дает право на построение функции  $J(t)$  в координатах  $\tau = t/t_p$ ,  $J = J(t) / J_{max}(t_p)$  для различных металлов в широких диапазонах долговечности  $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$  с, где  $t_p$  – время разрушения,  $\tau$  – нормированное время разрушения,  $J$  – нормированная скорость центрообразования,  $J_{max}(t_p)$  – максимальная скорость центрообразования (см. рис. 5) [1].

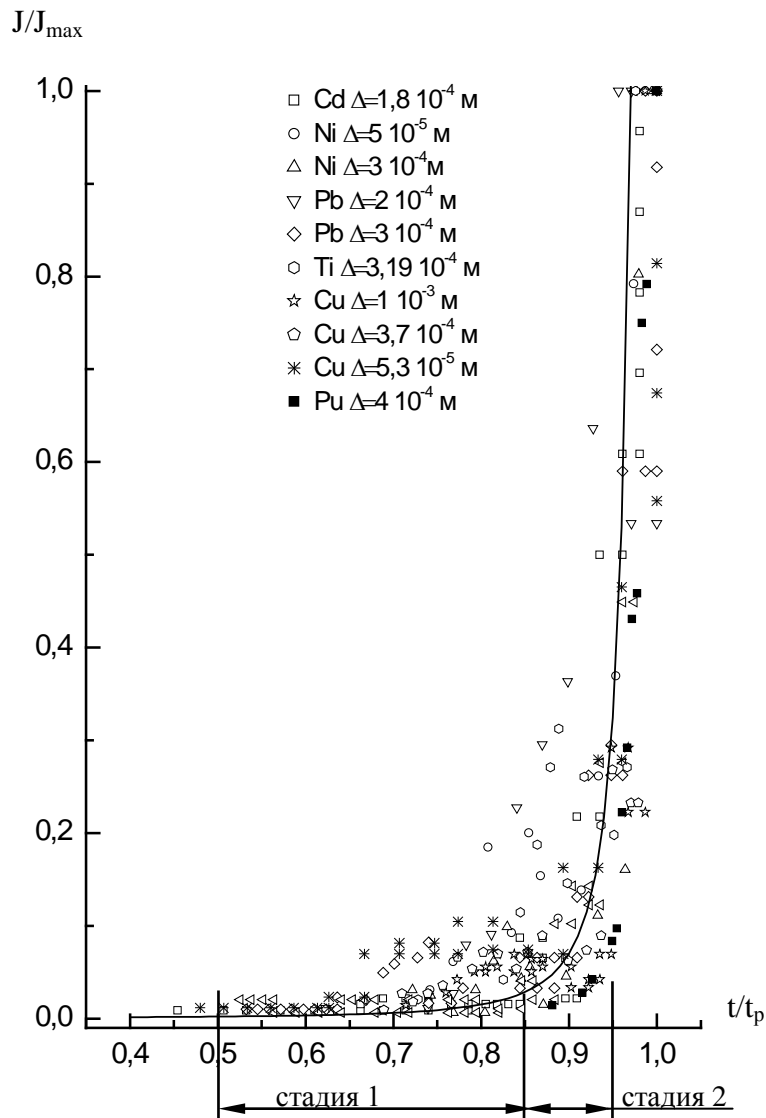


Рис. 5. Скорость центрообразования ряда металлов разной толщины ( $\Delta$ ) в координатах  $t/t_p$ ,  $J(t)/J_{max}(t_p)$ , маркеры – экспериментальные данные [1]

Данные, приведенные на рис. 5 показывают, что долговечность складывается из стадии ожидания появления центров разрушения  $t_{ож.}$  (стадия 1) и времени  $t_k$  кластеризации (стадия 2) каскада центров разрушения, когда возникает связность в системе центров разрушения, и возникает перколяционный кластер [1], причем  $t_{ож.} \gg t_k$ . В силу этого соотношения определение времени  $t_{ож.}$  дает оценку временной границы сохранения функциональных свойств металлов, находящихся в экстремальных условиях. Учитывая это соотношение, можно предположить, что на стадии ожидания кластера центров разрушения применим формализм теории вероятностей (процессы возникновения центров разрушения независимы).



Данные, приведенные на рис. 5, для различных металлов в диапазоне долговечности  $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$  с аппроксимируются функцией вида

$$J_i(t) \sim A \exp\left(\frac{t}{t_p} \cdot B\right)^{0,2} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_p}\right)^{-2,2}, \quad (4)$$

где  $A, B - \text{const.}$

Первый множитель описывает скорость центрообразования на первой стадии, когда плотность центров разрушения мала и они не взаимодействуют друг с другом – ослабленная экспонента. Второй множитель описывает скорость центрообразования в интервале  $t \sim 0.9 t_p$  до  $t_p$  – режим с обострением. Вид функции  $J(t)$  подобен виду функций, описывающих режимы с обострением, либо поведение систем вблизи критической точки. Таким образом, согласно (4), эффекты самоорганизации каскада центров разрушения носят пороговый характер.

Согласно выражениям (1, 2, 4) и данным, приведенным на рис. 1-5, соотношения временных зависимостей прочности в квазистатическом и динамическом диапазонах долговечности принципиально отличаются. В квазистатическом диапазоне долговечности зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки имеет экспоненциальный вид (см. выражение (1)), а в динамическом диапазоне долговечности степенной вид (см. выражение (2, 4)), что говорит о внутренней скейлинговой (масштабно-инвариантной) природе процесса.

Особенность процесса динамического разрушения в микросекундной области определяется тем, что процесс разрушения имеет пороговый характер, амплитуда пороговых импульсов зависит от длительности импульса, приводящего к разрушению и имеет место задержка начала разрушения [6, 7]. В нано- и субнаносекундной области долговечности процесс разрушения также имеет пороговый характер, и критическое значение амплитуды давления, приводящего к разрушению, зависит от длительности воздействия [1].

Согласно теории подобия [9], если количественные характеристики физических процессов, выраженные в безразмерных переменных равны, то это говорит о физическом подобии поведении систем. Т.е., любые количественные соотношения, полученные для конкретного явления, могут быть распространены на другие подобные явления, если их представить в относительной (безразмерной) форме. Равенство количественных характеристик, представленных в относительных величинах, являются подобными при переходе к абсолютным величинам.

Существует понятие геометрического подобия, подобия полей  $\varphi(x, y, z)$  (поле температуры, концентрации, потенциала среды), когда их величины связаны соотношением

$$\varphi'(x', y', z') = c_\varphi \varphi(x, y, z),$$

где  $c_\varphi$  - множитель подобия.

От понятия подобия полей можно перейти к понятию подобия процессов, если в сходные моменты времени выполняется условие  $\varphi'(x', y', z', t') = c_\varphi \varphi(x, y, z, t)$ ;  $x' = cx$ ,  $y' = cy$ ,  $z' = cz$ ,  $t' = ct$ ,  $c$  – коэффициенты подобия.

Выражения (2, 4) и данные, приведенные на рис. 2, 4-6, обладают признаками основных положений теории подобия [9].

Существует несколько видов распределения вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы. Наиболее распространенные – это экспоненциальное распределение  $P(x) \sim a^{-x/a_0}$  – (1), нормальное (Гауссово) распределение  $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\}$  – (2), степенное распределение  $P(x) \sim x^{-\alpha}$  – (3), где  $x_0$ ,  $\alpha$  - параметры распределения,  $\sigma$  - дисперсия,  $m$  – математическое ожидание (см. рис. 6).

Экспоненциальное распределение описывает, например, распределение молекул газа по энергиям. Нормальному распределению подчиняются величины, получающиеся при сложении большого числа независимых случайных слагаемых.

Примером степенного распределения на рис. 6 является распределение каскадов центров разрушения в различных металлах, полос скольжения кристаллической решетки, продуктов диспергирования.

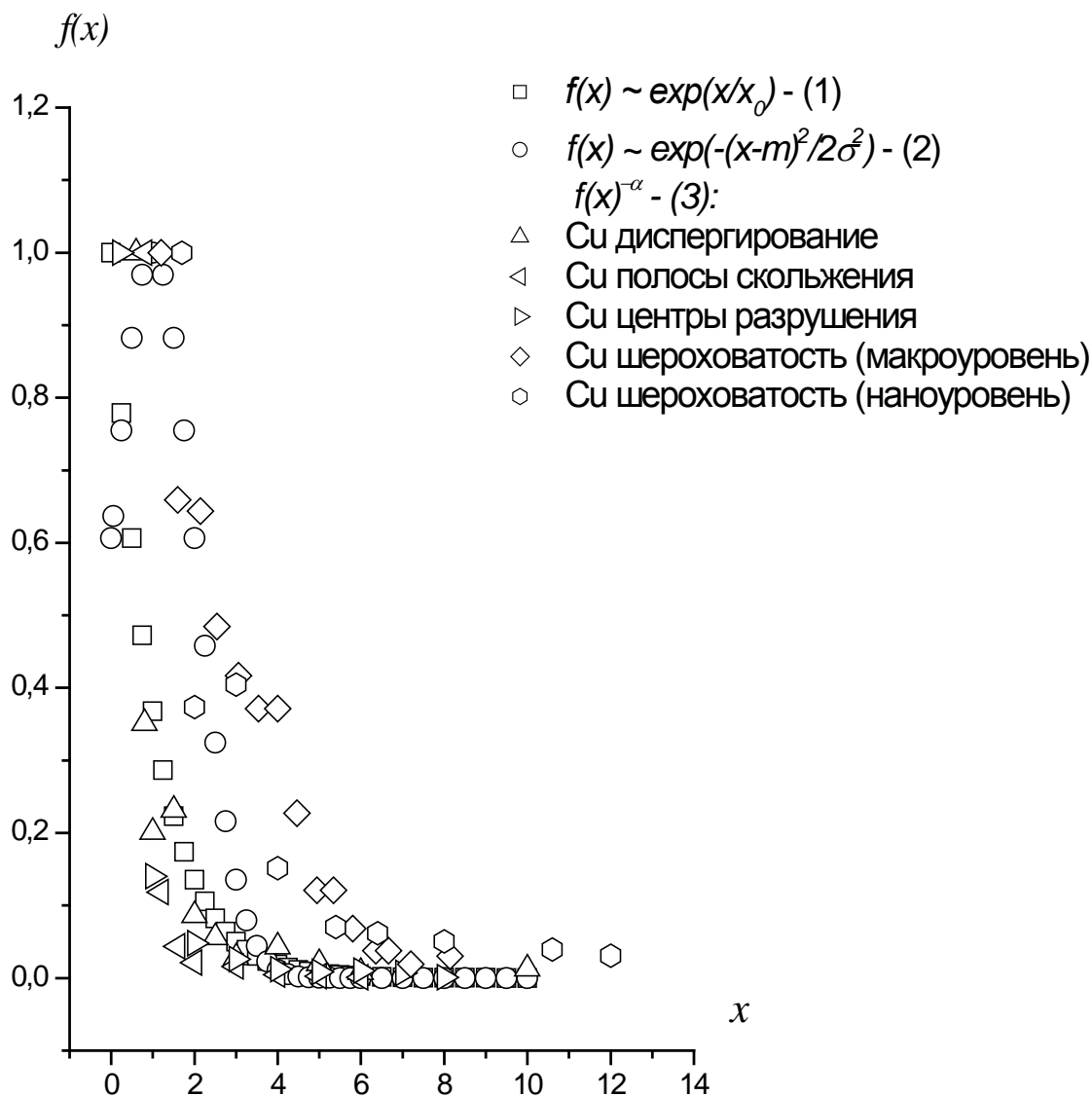


Рис. 6. Распределение вероятностей величин, характеризующие различные физические процессы

Разница между нормальным и степенным распределением носит принципиальный характер. Если статистика системы описывается нормальным распределением, то 99,7 % событий отклонятся от среднего значения не более чем на  $3\sigma$  (так называемое правило трех сигм), а вне диапазона  $5\sigma$  находятся всего лишь  $10^{-6}$  событий. Поэтому можно пренебречь редкими событиями вне интервала  $3\sigma$ .

При степенном распределении плотность вероятности на “хвостах” распределения существенно больше, чем при нормальном распределении и редкими событиями пренебречь нельзя, например, частота  $f$  столкновений метеороидов с Землей, как функция их диаметра  $D$  подчиняется степенному распределению  $f(D) \sim D^{-\alpha}$ . При увеличении диаметра метеороида с 1 метра до 100 метров частота столкновения с Землей уменьшается с одного события в год до  $10^{-4}$  событий в год [10].

Распределение метеоритов по размерам, которые возникают при фрагментации небесных тел, подчиняется степенному закону, Земля в данном случае играет роль преграды.

Рассмотрим, как ведут плотности вероятностей величин, распределенных по экспоненциальному  $P(x) \sim a^{-x/\bar{a}_0} - (1)$ , нормальному  $P(x) \sim \exp\left\{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right\} - (2)$ , и степенному  $P(x) \sim x^{-\alpha} - (3)$  законам, с различными представлениями данных по осям.

На рис. 6-8 приведен типичный вид плотности вероятности величин, распределенных в соответствии с экспоненциальным, нормальным и степенным законами с различными представлениями данных по осям. На рис. 6 график 1 позволяет сравнить скорость уменьшения плотности вероятности для хвостов распределений. На рис. 7 графики в полулогарифмическом масштабе по оси ординат, нормальное (1) и экспоненциальное (2) распределение соответственно представляются в виде параболы и прямой.

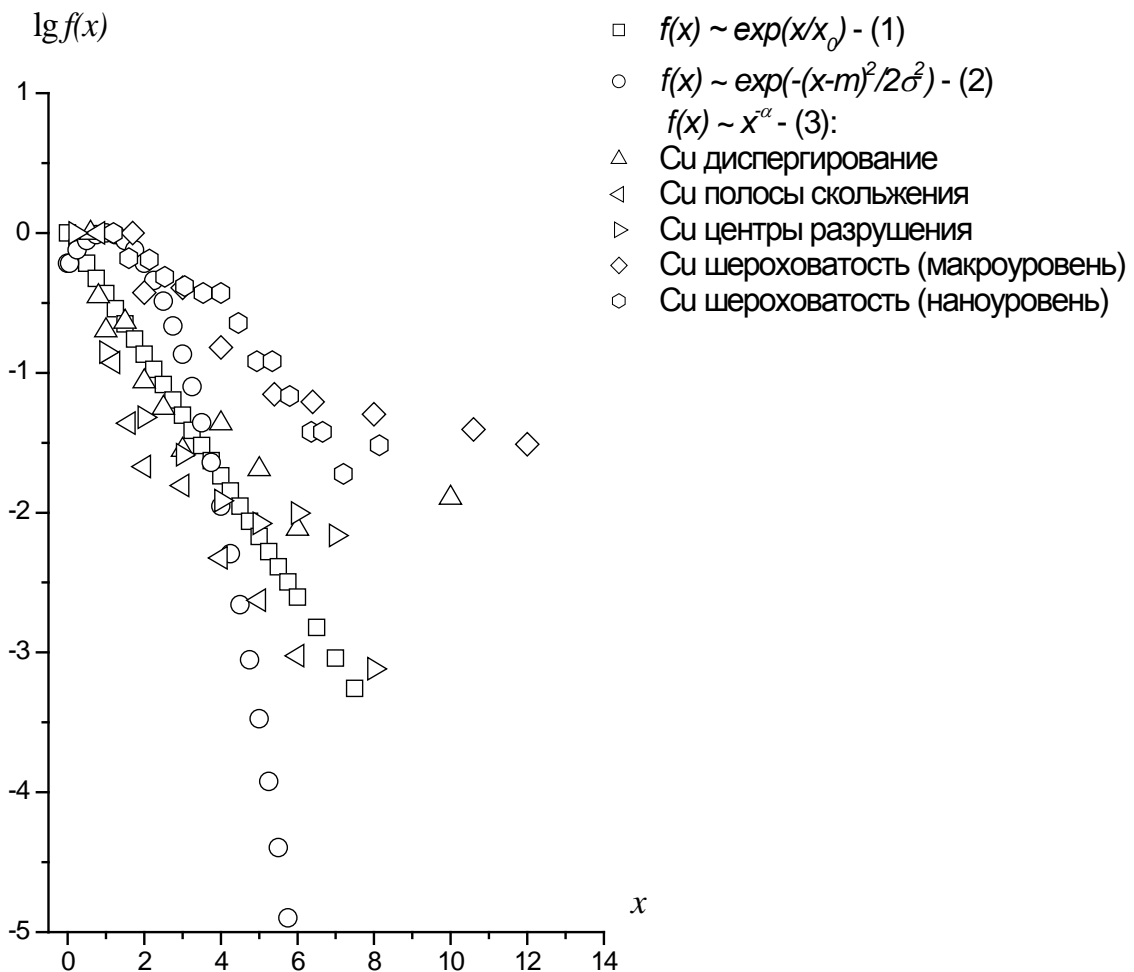


Рис. 7. Распределение вероятностей величин, характеризующие физические процессы в полулогарифмическом масштабе

На рис. 8 (двойной логарифмический масштаб) степенной закон распределения (3) имеет вид прямой, что говорит о скейлинговом поведении, т.е., об отсутствии выделенных линейных масштабов.

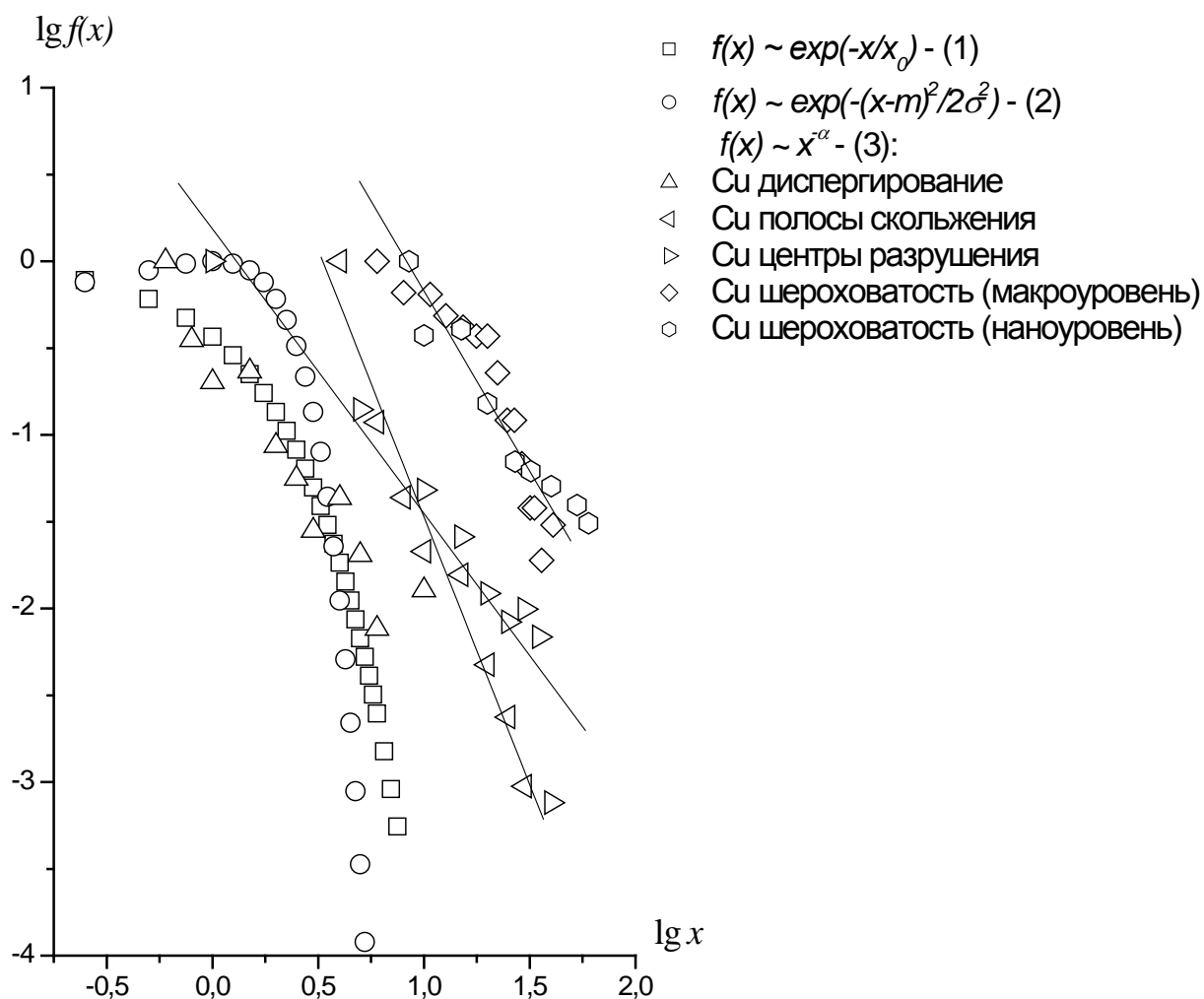


Рис. 8. Распределение вероятностей величин, характеризующие физические процессы в двойном логарифмическом масштабе

Для построения графика нормального распределения математическое ожидание  $m$  и дисперсия  $\sigma$  выбирались равными единице,  $x \in [0 \div 10]$ ; для экспоненциального распределения  $x \in [0 \div 10]$ .

Природа степенных законов распределения определяется взаимосвязью релаксационных процессов на различных масштабно-временных уровнях. Вероятность события  $P(x)$  от величины  $x$  имеет вид  $P(x) \sim x^{-\alpha}$  на графике в координатах  $\lg x$ ,  $\lg P(x)$  будет лежать на одной прямой для всех значений  $x$ .

Зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки при двух способах импульсного нагружения твердых тел различной природы имеет степенной вид.

Это говорит о скейлинговой природе процесса разрушения в микросекундном - субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

Вышеизложенное определяет возможность прогнозирования неисследованных твердых тел в микро-, нано- и субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

Список литературы:

1. Кошелева Е.В., Пунин В.Т., Сельченкова Н.И., Учаев А.Я. Общие закономерности иерархических релаксационных процессов в металлах при воздействии импульсов проникающих излучений: монография - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. – 211 с.
2. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.И. Кинетическая природа прочности твердых тел. Москва: Наука, 1974. – 560 с.
3. Илькаев Р.И., Пунин В.Т., Учаев А.Я., Новиков С.А., Кошелева Е.В., Платонова Л.А., Сельченкова Н.И., Юкина Н.А. Временные закономерности процесса динамического разрушения металлов, обусловленные иерархическими свойствами диссипативных структур – каскада центров разрушения // ДАН, 2003, том 393, № 3. – С. 326-331.
4. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. Бонюшкин Е.К., Завада Н.И., Новиков С.А., Учаев А.Я. – Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998. – 275с.
5. Новиков С.А. Прочность при квазистатическом и ударно-волновом нагружении // ФГВ, 1985, № 6. – С. 77-85.
6. Krivosheev, S.I. , Korovkin, N.V., Slastenko, V.K., Magazinov, S.G. Destruction of brittle materials by microsecond pressure pulses at their formation by magnetic pulse method // Int. Journal of Mechanics, 2015, Vol. 9. – P. 293-299.
7. Krivosheev S.I. and Magazinov S.G. Irreducible specific energy of new surfaces creation in materials with crack-type macro defects under pulse action // Journal of Physics: Conference Series 774, 2016. – P. 1-8.
8. Kosheleva E.V., Krivosheev S.I., Sel'chenkova N.I., Uchaev A.Ya. Substantiation of the Possibility of Predicting Behavior of Solids under Extreme Conditions at Various High-Intensity Impacts // Physics of Atomic Nuclei, 2017, Vol. 80, No. 9. – P. 1620–1626.
9. Гухман А.А. Введение в теорию подобия. Изд. 2-е, доп. и переработан. Учеб. Пособие для втузов. – Москва: Высшая школа, 1973. – 296 с.
10. Федер Е. Фракталы: Пер. с англ. – Москва: Мир, 1991. – 254 с.