

УДК 621

Физика деформирования и разрушения твердых тел

А. А. Комаровский
НПО "Салют", Киев, Украина

Предпринята попытка решения важнейшей физико-технической проблемы, связанной с сопротивлением твердых тел внешним полям и агрессивным средам. Получено термодинамическое уравнение состояния твердого тела, которое показывает, что Максвелл-Больцмановский фактор и дебаевская температура играют фундаментальную роль в процессах деформирования и разрушения. Дебаевская температура делит все межатомные связи на два различных типа: компрессионные (К) и дилатонные (Д). КД неоднородность структуры позволяет объяснить абсолютное большинство наблюдаемых на практике явлений и эффектов. Уравнение состояния наполняет физическим содержанием науку о прочности. Сформулирована, теоретически и экспериментально подтверждена идея о возможности управления деформированием и разрушением. Она позволяет решать актуальные практические задачи неординарными методами.

Прочность, деформирование и разрушение твердых тел имеют для техники исключительное значение. Прикладные науки решают задачи, связанные с ними скорее механико-математическими, нежели физическими методами [1–3]. Это существенно ограничивает достигнутый уровень техногенной безопасности всех без исключения инженерных объектов и не позволяет коренным образом улучшить многие технологические процессы. Перспективы их развития связаны с физикой твердого тела [4, 5]. Однако соответствующие ее разделы разработаны недостаточно [6, 7]. Данная статья ставит своей целью восполнить этот пробел.

Конструктивные материалы и детали современных инженерных объектов испытывают действие разнообразных внешних полей (силовых, тепловых, гравитационных, радиационных, электромагнитных и иных), агрессивных сред и вакуума. Разрыв между условиями их применения и научно-техническим обеспечением непрерывно возрастает. Представления же о физической природе сопротивления твердых тел различным комбинациям этих воздействий безнадежно устарели [1]. Они сформировались в то время, когда имели дело только с постоянными или медленно изменяющимися силовыми полями. Это позволяло рассматривать твердые тела как идеальные, бездефектные и сплошные среды. На них базируются классические механические теории прочности. Теория трещин и статистический подход также не в состоянии объяснить большое число экспериментальных фактов, накопившихся к настоящему времени.

Важнейшим этапом развития учения о прочности следует считать его переход из механико-математической в физическую плоскость. Он состоялся тогда, когда твердые тела стали отождествлять с атомно-молекулярными (АМ) системами. На их основе был сформулирован атомистический подход, который прошел путь становления от атомно-механистических (1930-е годы) [8] до атомно-кинетических (1970-е годы) [9, 10] представлений.

Его формирование шло не очень последовательным путем. Приняв и широко используя положение об атомном строении твердых тел, исследователи,

тем не менее, фактически игнорировали тот факт, что поведение такой системы в любых условиях описывается законами статистической физики и термодинамики. Только продолжение атомистической концепции в этом направлении делает ее завершенной.

Термодинамика межатомного взаимодействия

Обширные эксперименты, проведенные авторами кинетической концепции прочности, выявили тесную связь между механическими и тепловыми свойствами [9, 10]. Они показали, сколь велика роль теплового движения атомов в сопротивлении твердых тел деформированию и разрушению. В практическом интервале температур электроны не вносят вклад в теплоемкость [11]. Известные же модели твердого тела (Друде-Лоренца, Ферми-Зоммерфельда и др.) основное внимание уделяют их электронной структуре, но не особенностям движения ядер [6, 7, 11–13].

Обособленный атом можно представить в виде электромагнитного диполя (рис. 1, а). С одной стороны, равномерно распределенные вокруг ядра отрицательные заряды электронов (на рисунке не показаны) при определенных условиях могут группироваться в пространстве, превращая его в электрический диполь. С другой стороны, осциллирующее с частотой ω_1 слабое магнитное поле валентных электронов H_1 вызывает вращение ядра с угловой скоростью ω_2 . Порождаемый таким вращением положительного заряда круговой электрический ток создает магнитное поле ядра H_2 . Оно превращает атом в магнитный диполь с полюсами N и S .

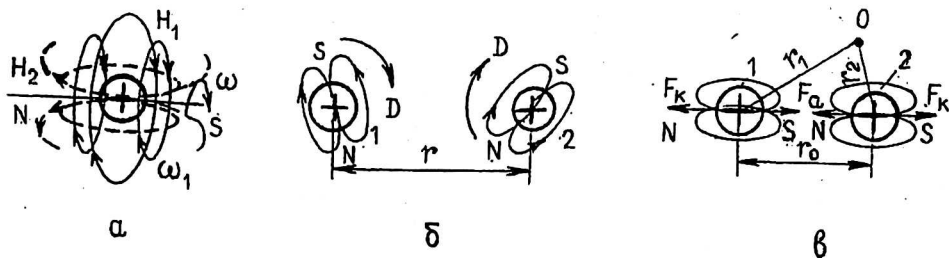


Рис. 1. Представление атома как электромагнитного диполя (а) и схема образования подвижной межатомной связи (б и в)

На больших расстояниях атомы не оказывают друг на друга никакого влияния. При случайном же сближении, как минимум, двух из них (1 и 2) на расстояние r , сравнимое с собственными размерами, они начинают взаимодействовать посредством магнитных полей H_2 (см. рис. 1, б). Оно проявляется в возникновении момента вращения [14]: $D = d_1 d_2 / r^3$, где d_1 и d_2 — магнитные моменты ядер обособленных атомов. Момент D разворачивает ядра противоположными магнитными полюсами навстречу друг другу (см. рис. 1, в). Именно такой характер ориентации наблюдается в опытах с постоянными магнитами [14].

Под действием магнитных сил притяжения F_a , сориентированные таким образом атомы начинают сближаться, преодолевая противодействие электрических сил отталкивания F_k . На расстоянии r_0 , когда $F_a = F_k$, встречное движение прекращается, а индивидуальные электронные оболочки перекрываются, образуя молекулярные орбиты.

Ларморова процессия магнитного поля, создаваемого коллективизированной частью электронов, инициирует взаимное вращение обеих ядер относи-

тельно общего центра инерции (точка O на рис. 1, θ), отстоящего от них на расстояниях r_1 и r_2 . В результате образуется столь же устойчивая, как и обособленный атом, динамическая система — ротос (ротатор осциллирующий). Именно это — взаимообусловленное замкнутое механическое движение ядер (подобно планетам солнечной системы и их спутникам) и является той первопричиной, которая связывает атомы твердого тела в единое целое. В таком состоянии атомы локализируются в узлах кристаллической решетки, где могут совершать только вращательное и колебательное движения. Ионные, ковалентные, металлические и иные типы электрического взаимодействия [6, 12, 13, 15] лишь усиливают или ослабляют организованные таким образом межатомные связи в конкретном веществе. Атомы, объединенные механическим движением, самостоятельно разойтись уже не могут. Для их разъединения необходимо подвести энергию извне.

Ротос представляет собой элементарную динамическую ячейку твердого тела. Он позволяет объяснить поведение тел в силовых и тепловых полях, точно так же, как диполь в электрических [15], а домен — в магнитных [11]. Его полная внутренняя энергия в полярной системе координат определяется выражением [16]

$$u = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) - \mu, \quad (1)$$

где $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ — радиальная скорость движения;

$\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$ — угловая скорости движения приведенной массы m ротоса;

$\mu = \alpha/r$ — потенциал взаимодействия атомов в локальном электрическом поле, которое создается зарядами ядер q - и n -валентными электронами q_1 в пространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 и характеризуется параметром $\alpha = (q + nq_1)/4\pi\epsilon_0$.

Если воспользоваться определением абсолютной температуры [17]

$$T = m\dot{r}^2 / 2 \quad (2)$$

и ввести обозначение

$$u(r) = u - T, \quad (3)$$

то радиальную часть движения можно рассматривать как одномерное перемещение в потенциальном поле с энергией

$$u(r) = \frac{M^2}{2mr^2} - \frac{\alpha}{r}, \quad (4)$$

где $M^2/2mr^2$ — центробежная доля энергии;

$M = mr^2\dot{\varphi}$ — механический момент. (5)

График функции (4) представлен на рис. 2 кривой 1. При $r \rightarrow 0$ он обращается в $+\infty$, а при $r \rightarrow \infty$ — стремится к нулю со стороны отрицательных значений.

Значения $u(r)$, откладываемые по левой оси ординат, образуют потенциальную яму r_0cr . Характер изменения кинетической энергии в яме изображает криволинейный треугольник cT_mT_c и показан на правой оси T . Полная энергия u зависит только от атомных параметров m , q и n , а потому для дан-

ного вещества является величиной постоянной. Ее определяет прямоугольник $cr_c T_m T_c$. Радиальная \dot{r} и угловая $\dot{\phi}$ подвижности атомов изменяют лишь ее кинетическую ($c_1 b_1$ на уровне u_1 и $c_2 b_2$ на уровне u_2) и потенциальную ($r_1 b_1$ и $r_2 b_2$ на уровнях u_1 и u_2) составляющие.

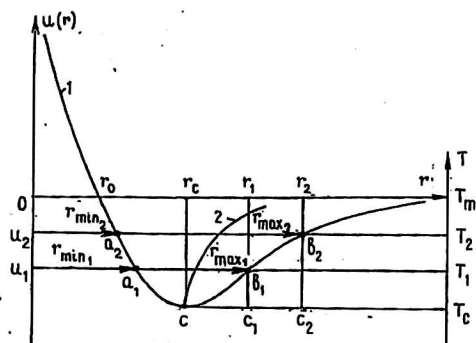


Рис. 2. Соотношение между потенциальной u , и кинетической T частями полной внутренней энергии двухатомной динамической системы, взаимодействующей по закону (4)

Кривая 1 (см. рис. 2) определяет границы области движения атомов по расстоянию от центра поля 0, т. е. то множество точек, где радиальная скорость \dot{r} обращается в нуль. Однако это не означает их остановки, потому что угловая скорость при этом отлична от нуля. Равенство $\dot{r} = 0$ указывает лишь на точку поворота траектории, в которой функция $r(t)$ переходит от увеличения к уменьшению или наоборот.

Потенциальная яма локализует движение атомов внутри кольца, ограниченного окружностями r_{\min} и r_{\max} [16]. В кулоновских полях притяжения (4) траектории локализованного движения замкнуты. Если поле μ не является кулоновским, то траектория не замыкается. Она бесконечное число раз проходит через r_{\min} и r_{\max} и за бесконечное время заполняет все пространство между ними.

Задача о движении частиц в кулоновских полях решена в [16]. Траектория каждого из двух атомов, взаимодействующих по закону (4), представляет собой коническое сечение с фокусом в общем центре инерции 0 (см. рис. 1 и 2).

$$\frac{r_c}{r} = 1 + l \cos \varphi, \tag{6}$$

где $r_c = M^2/m\alpha$ — параметр;

$$l = \left(1 + \frac{2uM^2}{m\alpha^2}\right)^{1/2} \text{ — эксцентриситет эллиптической орбиты.}$$

Согласно известным формулам аналитической геометрии большая a и малая b полуоси эллипса равны $a = r_c/(1 - l^2)$; $b = r_c/(1 - l^2)^{1/2}$.

В точке c минимума функции (4)

$$u(r_c) = -m\alpha^2/2M^2; \quad r_c = M^2/m\alpha; \quad l_c = 1; \quad T = T_c, \tag{6, a}$$

и эллипс обращается в окружность. Наибольшее и наименьшее расстояния до центра поля (фокуса эллипса) равны

$$r_{\min} = a(1 - l); \quad r_{\max} = (1 + l).$$

Увеличение локальной температуры (T_1 , T_2 и т. д., вплоть до температуры плавления T_m) приближает энергетический уровень ротоса (u_1 , u_2 и т. д.) к поверхности ямы с соответствующим изменением r_{\min} и r_{\max} . Кривая 1 (см. рис. 2) определяет все множество его разрешенных состояний. Линии же $a_1 b_1$ и $a_2 b_2$

обозначают конкретные места их нахождения в энергетическом пространстве при температурах T_1 и T_2 . Движение внутри Декартова пространства между точками $a_1 - b_2$ и $a_1 - b_2$ поворота траекторий атомы вынуждены совершать с положительным или отрицательным ускорением. Кривая 2 (см. рис. 2), соединяя середины этих отрезков, представляет геометрическое место точек, где ускорение, а следовательно, и силы связи между атомами, обращаются в нуль.

Дифференцирование (4) при $u = \text{const}$, $m = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$ и $M = \text{const}$ с учетом (2) и (3) дает

$$F = \frac{B}{r^3} - \frac{\alpha}{r^2}, \quad (7)$$

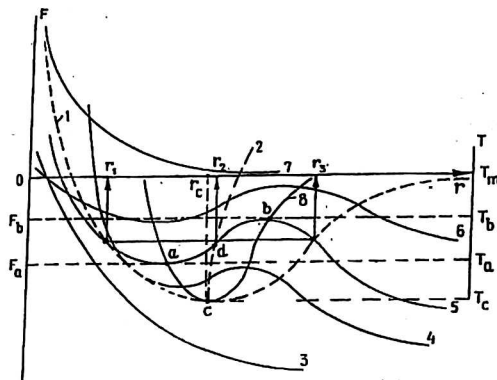
где $F = m\ddot{r}$ — сила, генерируемая ротосом при ускоренном изменении радиальной части движения, $B = M^2/m = \text{const}$.

Условие $M = \text{const}$ фиксирует траектории движения атомов, составляющих ротос в одной из плоскостей, проходящей через центр инерции 0. Оно не запрещает другой такой же паре организовать свое движение вокруг того же центра, но в другой плоскости. Таким образом происходит заполнение локального объема связанными атомами при затвердевании твердого тела. Записывая (7) в следующем виде

$$Fr^3 + \alpha r - B = 0, \quad (8)$$

рассмотрим характер изменения диаграмм состояния ротоса (кривые 3—7 на рис. 3) при заданных значениях параметров α и B .

Рис. 3. Температурная зависимость диаграмм состояния парной межатомной связи. Устойчивые и критические состояния



Видно, что при любой температуре (например, между T_a и T_b существуют такие интервалы изменения F (соответственно, между F_a и F_b на кривой 5), внутри которых уравнение (8) определяет три различных вещественных корня r_1 , r_2 и r_3 . В точках экстремума a и b два из них становятся комплексными сопряженными [18].

Они находятся из условия равенства нулю дифференциала от (8) и равны

$$r_{a,b} = \pm \frac{\alpha}{3F} i. \quad (9)$$

Физическим смыслом межатомного расстояния r обладают лишь вещественные, более того, положительные корни. При положительных F уравнение (8) вообще не может иметь отрицательных корней, так как параметры α и B зависят только от характеристик атомов (m , q и n) и ориентации в про-

странстве плоскости, в которой они движутся, то семейство кривых 3—7 определяет множество состояний, в которых оказываются межатомные связи всех без исключения твердых тел при изменении температуры.

Внутри потенциальной ямы 1 располагаются кривые 4—6 с максимумом и минимумом. Соединяя точки минимума a и максимума b , получим кривую 8 колоколообразной формы с единственным экстремумом в точке c . Внутри нее

$$\frac{\partial F}{\partial r} > 0, \text{ а вне } - \frac{\partial F}{\partial r} < 0. \quad (10)$$

Ротосы первого типа назовем компрессионными (К), а второго — дилатонными (Д) [9, 19]. Получается, что в твердых телах межатомные связи могут существовать только как двухфазные КД-системы. При достаточно высоких и сверх низких значениях T диаграммы вырождаются в монотонно убывающие изотермы 3 и 7. Они характеризуют однофазное состояние вещества, у которого связи имеют нетепловую природу.

В прикладных науках [1—3, 5, 10] часто дискутируют вопрос о приоритетах между сопротивлением, деформированием, разрушением и тем влиянием, которое оказывает на них температура. Выражения (2), (7) и (8) дают на него ясный и однозначный ответ: геометрические размеры ротоса r являются первообразной, первая производная от которой определяет температуру T , а вторая — силу сопротивления F . Деформирование и сопротивление разрушению твердых тел изначально являются термозависимыми величинами и между ними существует соотношение эквивалентности

$$r \rightarrow mr^2 / 2 \rightarrow mr'. \quad (11)$$

Оно позволяет записать неравенства (10) в следующем виде

$$\frac{\partial F}{\partial r} > 0; \quad \frac{\partial F}{\partial r} < 0. \quad (12)$$

Видно, что К-связи оказывают сопротивление при поглощении тепла, а Д-связи — только при его излучении. В точках a и b (на левой и правой ветвях кривой 8) протекают КД-фазовые переходы. Они изменяют динамику движения связанных атомов: от ускорения к замедлению или наоборот. В условиях тепловой недостаточности функция состояния (7) в этих точках терпит разрыв (9).

Кривые 2 и 8 определяют критические состояния межатомных связей. Первая из них отождествляется с температурой “хладноломкости” T_c , а вторая — с дебаевской Θ . При T_c ускорение \ddot{r} равно нулю, а при Θ — оно меняет свой знак на противоположный. В эти моменты объединенные в ротос атомы могут легко терять взаимную связь. Причем, на правой ветви cb кривой 8 это происходит пластично, а на левой ca — хрупко [19].

Можно показать, что при T_c параметр кристаллической решетки r_c по порядку величины равен размеру третьей электронной орбите, считая от ядра, а при Θ — температуре $r_\Theta = 1,5r_c$ при следующих значениях эксцентриситета (6) $l_c = 1$ и $l_\Theta = 1/3$ [11, 19]. Это означает, что в области низких температур связанные атомы движутся как чистые ротаторы, а по мере ее увеличения все более и более превращаются в осцилляторы. Для любого вещества T_c отличается от Θ в среднем не более чем на 17—23 % [19]. При увеличении температуры эта разность возрастает.

Переписывая (7) в следующем виде

$$A = f - \mu, \quad (13)$$

где $A = Fr$ — работа сопротивления ротоса деформированию;

$f = B/r^2$ — кинетическая энергия вращательной части движения, получим уравнение состояния парной межатомной связи.

Уравнение состояния твердого тела

Близкодействующий характер межатомного взаимодействия [20], попарная организация движения атомов в одной плоскости (7) и векторная природа сил связи F позволяют представить твердое тело в виде бесконечной замкнутой АМ-цепочки, состоящей из N звеньев, уложенных с невероятной хаотичностью в объеме V . Умножая выражение (13) на N , получим уравнение состояния тела в термодинамических потенциалах

$$\Omega = F - G, \quad (14)$$

где $\Omega = PV$ — потенциал Ландау [21];

$G = \mu N$ — потенциал Гиббса;

$F = fN$ — свободная энергия.

Действительно,

$$\Omega = AN = \gamma r^3 N \frac{F}{r^2} = PV,$$

где $P = F/r^2$ — внутреннее давление, генерируемое каждым ротосом с площади r^2 . Оно препятствует отклонению объема $V = \gamma r^3 N$ от равновесного значения в структурах, плотность упаковки которых задается константой Моделунга γ [6].

Представление межатомных связей в виде ротоса (1) позволило показать, что известное в статистической физике [20, 21] соотношение (14) является, по сути, термодинамическим уравнением состояния твердого тела. Стало ясно, что на внешние воздействия тело реагирует не отдельно деформированием V или сопротивлением ρ , но тем и другим одновременно, т. е. изменением Ω -потенциала. В справочнике [1] можно найти многочисленные свидетельства того, что между этими свойствами действительно наблюдается обратно пропорциональная зависимость. Наполняется конкретным физическим содержанием понятие “свободная энергия” F . Она отождествляется с вращательной частью кинетической энергии. На атомном уровне ответственность за нее несет магнитная составляющая локального электромагнитного поля. Она лишь объединяет атомы в ротосы (см. рис. 1), но не совершает полезной работы [16]. μ -потенциал определяет электрическое взаимодействие атомов в составе ротоса, а G — связанную часть полной внутренней энергии тела.

Уравнения (13) и (14), имея абсолютно одинаковую форму, связывают микро- и макроскопические масштабы. Последнее из них логически безусловно и даже изящно, но не пригодно для решения практических задач. Формулы преобразования F и G потенциалов [20, 21] позволяют записать (14) в параметрической форме

$$PV = ST, \quad (15)$$

где S — энтропия. Она ненамного приближает уравнение (14) к практике, но зато делает его симметричным.

Подставляя в (14) $F = kT \ln z$, где k — постоянная Больцмана; z — Максвелл-Больцмановская (МБ) функция состояния [21], получим

$$\Omega = kT \ln z - \mu N. \quad (16)$$

Воспользуемся следующим выражением для логарифма функции взаимодействия атомов в цепной модели тела [20]

$$\ln z = -\frac{9}{8} N \frac{T}{\Theta} - 9N \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \int_0^{\Theta/T} x^2 \ln[1 - \exp(-x)] dx,$$

где $x = \hbar \nu / kT$ — параметр интеграла взаимодействия, в числителе которого стоят постоянная Планка \hbar и частота обращения атомов ν по эллиптическим траекториям (6). Разбивая интеграл на две части: высокотемпературную $\Theta < T < T_m$ и низкотемпературную $T_c < T < \Theta$ (см. рис. 2 и 3) и интегрируя, найдем [19]

$$\ln z = N \left[-\frac{9}{8} \frac{\Theta}{T} - 3 \ln \frac{\Theta}{T} + 1 + \frac{\pi^4}{5} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \right]. \quad (17)$$

Учитывая, что вблизи Θ -температуры $(-9/8 \cdot \Theta/T) \approx 1$ и то, что логарифм числа всегда намного меньше самого числа, запишем

$$\ln z = \frac{\pi^4}{5} \left(\frac{T_i}{\Theta}\right)^3 N, \quad (18)$$

где T_i — индивидуальная температура каждого ротоса, входящего во множество N .

Определение дебаевской температуры [20]

$$\Theta = \frac{\hbar}{k} \left(\frac{9uN}{4\pi\nu}\right)^{1/3}, \quad (19)$$

где ν — скорость звука в данном веществе, позволяет выразить $\ln z$ через объем V . Затем по известной функции состояния (17) с использованием основных термодинамических соотношений [21] получить аналог уравнения (16) [19]

$$\Omega = kT \ln z - \left(\frac{9}{4\pi}\right)^{1/3} kTN.$$

Из сравнения следует, что

$$\mu \approx kT. \quad (20)$$

Подстановка (18) и (20) в (16) позволяет придать уравнению состояния следующий вид:

$$PV = kTN\delta, \quad (21)$$

где $\delta = \left[\left(e \frac{T_i}{\Theta} \right)^3 - 1 \right]$ — МБ-параметр, распределяющий ротосы из множества

N относительно Θ -температуры (см. кривую 8 на рис. 3) в зависимости от величины индивидуальной температуры T_i каждого из них на две принципиально различные фазы: компрессонную и дилатонную (12);

e — основание натуральных логарифмов, куб которого равен $\pi^{4/5}$.

Сравнение (15) и (21) дает возможность выразить энтропию через параметры, измеряемые на практике

$$S = kN\delta. \quad (22)$$

Уравнение (21) позволяет объяснить все без исключения физико-механические эффекты, сопровождающие поведение твердых тел в разнообразных внешних полях и агрессивных средах.

Хрупкие и пластичные тела

На любой кривой состояния 4—6, расположенной внутри ямы 1 (см. рис. 3) есть только две точки a и b , где параметр δ изменяет свой знак. Они соответствуют дебаевской температуре (кривая 8) и располагаются на различных ее ветвях. Это означает, что при затвердевании тела δ распределяет парные межатомные связи из множества N в энергетическом (правая часть уравнения (21)) и декартовом (левая) пространствах относительно экстремумов (точки a и b на диаграмме состояния 1, выделенной из совокупности 4—6 и приведенной на рис. 4) так, чтобы при любой температуре T сжимающие ($+P$) и растягивающие ($-P$) давления взаимно компенсировались в каждой локальной области объема V (позиции 3 и 6 на нижнем поле рис. 4). Присутствие в δ множителя e приводит к тому, что симметричные относительно точек a и b МБ-распределения 3 и 6 фактически занимают позиции 2 и 5. В первом случае в структуре тела преобладает переохлажденная дилатонная (участок ad диаграммы 1), а во втором — перегретая компрессонная (участок cb) фазы. Позиции 2, 3 и 4 относятся к ярко выраженным хрупким материалам (чугуны, естественные и искусственные камни, керамика и др.), а 5, 6 и 7 — к пластичным (преобладающее большинство металлов и сплавов). Это следует из существенно различных значений их теплоемкости [2] и, особенно, поведения в силовых полях [1].

Те и другие сохраняют заданную форму, во-первых, за счет хаотического расположения ротосов в объеме V и, во-вторых, — под действием внутреннего сжимающего давления P (на рис. 4 оно отождествляется с вертикалями aa_1 и bb_1). Структуры, формирующиеся вблизи точки a , мгновенно распадаются после завершения ориентационных процессов. Опыт подтверждает, что деформационные диаграммы всех хрупких материалов действительно состоят только из упругого участка (oa на рис. 5) [1], иначе и не может быть. Перемещение холодных дилатонов с участка da на компрессонный ac при деформировании может происходить только за счет получения тепла от компрессонов, находящихся там изначально. Имея теплоемкость на порядок

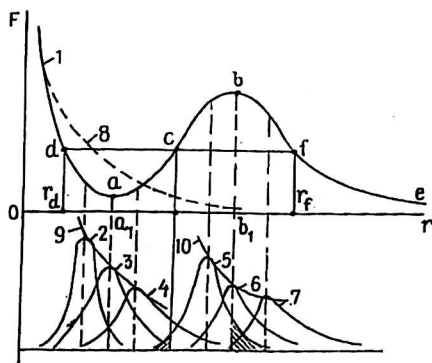


Рис. 4. Компрессон-дилатонная сущность твердых тел

выше, чем у дилатонов [19], они отдают его им. Сами же, снижая сопротивление, устремляются вместе с дилатоном к дебаевской температуре Θ (точка a), где, в соответствии с (9), теряют взаимную связь. Другой альтернативы у хрупких материалов нет.

Иначе ведут себя в силовых полях пластичные материалы (позиция b). Они состоят из подогретых компрессонов (участок cb) и дилатонов bf . Последние, отдавая свое тепло К-связям для обеспечения их деформирования и перемещаясь по этой причине к Θ -температуре (точке b) справа, наравне с ними оказывают всевозрастающее сопротивление внешним нагрузкам. В условиях непрерывной тепловой подпитки компрессоны без последствий для структуры благополучно минуют Θ -температуру и, оказавшись в Д-фазе (участок bf), усугубляют процесс деформирования, резко снижая общее сопротивление. При недостатке тепла КД-пары в точке b распадаются, образуя дислокации [22], которые, сливаясь, перерастают в локальный микродефект. Управляемые δ -фактором на начальных этапах нагружения, дефекты располагаются в объеме хаотически [10]. Неупругая стадия деформирования (линия ab — см. на рис. 5) как раз и объясняется способностью пластичных структур вовлекать в процесс сопротивления Д-фазу и совершать КД-фазовые переходы. Последние же сопряжены с возникновением потока отказов в системе АМ-связей.

Итак, во множестве состояний (13) и (21) имеются критические. Их определяют характеристические температуры: “хладноломкости” T_c (характер ее изменения см. рис. 2 и 3, кривая 2), дебаевская Θ (она задается двухветвевой кривой 8, рис. 3) и плавления T_m . При T_c ротосы в принципе не могут оказывать сопротивление (рис. 6, a), при дебаевской — они скачком изменяют свою термодинамическую сущность, а при T_m — твердые тела теряют способность сохранять свои параметры и форму.

У пластичных материалов в интервале температур $T_c < T_i < \Theta$ ротосы находятся в компрессонной фазе, а при $T_i > \Theta$ — в дилатонной [19]. Еще раз подчеркнем, что компрессоны оказывают сопротивление только при поглощении тепла, а дилатоны, наоборот, только при его излучении (12). При смене состояния они могут обмениваться энергией, образуя дислокационные пары [22]. У хрупких же, наоборот, при $T_i < \Theta$ существует Д-фаза, а в интервале $\Theta < T_i < T_c$ — компрессонная (см. рис. 4). Структура любого тела соткана из компрессонов и дилатонов. От их соотношения в данный момент времени зависят его механические свойства.

Дебаевская температура играет фундаментальную роль в процессах деформирования и разрушения [19]. Однако в прикладных науках [1, 10] и инженерных приложениях [2, 3] этому, к сожалению, пока не придается должного внимания. Эйнштейн, возможно, был первым, кто обратил внимание на ее связь с механическими свойствами твердых тел [6]. Позже такая корреляция была обнаружена экспериментально [6, 7], однако ее физический механизм своевременно предложен не был и, как результат, Θ -температура нигде прежде не использовалась, оставаясь невостребованным для практики фактом физики твердого тела [6, 7, 20, 21]. Только теперь механизм ее влияния на прочность твердых тел стал совершенно ясным и очевидным. Именно она вместе с температурой “хладноломкости”, а не формальные “пределы” (прочности, текучести, выносливости и др.) определяет критические значения Ω -потенциала (21), а следовательно, их способность противостоять внешним полям и агрессивным средам. Осознание термодинамической природы прочности твердых тел избавит многих исследователей и практиков от тех заблуждений, в плену которых они находятся до сих пор [1].

Ориентационная сущность упругой стадии деформирования

Для объяснения процессов деформирования и разрушения твердых тел привлекаются различные теории, включая самые экзотические [5]. На самом же деле их поведением во всех возможных ситуациях, не исключая критические, управляет уравнение состояния (21). Вектор P в нем может изменяться как по величине, так и по направлению, а параметр V , в свою очередь, — макроскопически ΔV и микроскопически dV . В первом случае имеют дело с масштабным эффектом, а во втором — с деформированием. Множество N также содержит два характерных признака: количественный и качественный (фазовый или компрессион-дилатонный). Соотношение между ними зависит от величины параметров P , V и T .

Работа сопротивления тела внешним воздействиям определяется полным дифференциалом от обеих частей уравнения (15)

$$PdV + VdP = TdS + SdT. \quad (23)$$

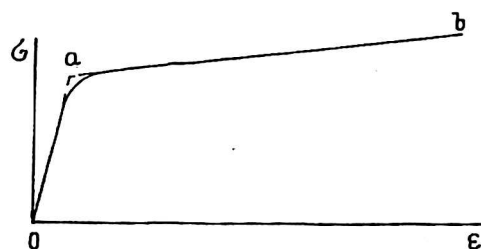
Инженерный опыт подтверждает [1], что она действительно складывается из двух составляющих: упругой oa и пластичной ab (см. рис. 5). Покажем, что первая из них формируется при $T = \text{const}$ за счет ориентационного изменения исходного порядка dS в АМ-системе

$$PdV = TdS, \quad (24)$$

а вторая — при $S = \text{const}$ за счет потребления кинетического запаса внутренней энергии dT

$$VdP = SdT. \quad (25)$$

Рис. 5. Истинная диаграмма деформирования



При $T = \text{const}$ и $\Delta V = 0$, когда параметр P может изменяться только по направлению, но не по абсолютной величине ($dP = 0$), а КД фазовые переходы в принципе невозможны ($\delta = \text{const}$), выражение (23) действительно обращается в (24). Представляя V через площадь поперечного сечения тела S и его длину L и дифференцируя, имеем

$$dV = V(\eta + \varepsilon), \quad (26)$$

где $\eta = dS/S$ и $\varepsilon = dL/L$ — поперечные и продольные относительные деформации, соответственно.

Подставляя (22) и (26) в (24), получим формулу, описывающую характер изменения состояния материала в упругой стадии деформирования при испытании стандартных образцов на прочность в постоянном тепловом поле

$$P(\eta + \varepsilon) = kT\delta\rho(P, dV) \frac{dN}{N}, \quad (27)$$

где $\rho = N/V$ — плотность.

При технических испытаниях η , как правило, не измеряется, поэтому

$$P\varepsilon = kT\delta\rho \frac{dN}{N}, \quad (28)$$

где dN/N — по аналогии с (26) можно назвать относительной мерой ориентационной анизотропии.

Из сравнения (28) с законом Гука [1] $E\varepsilon = \sigma$ следует, что параметр P в упругой стадии деформирования приобретает смысл модуля упругости E (кстати, это было видно из определения Ω -потенциала (14)), а

$$\sigma = kT\delta\rho \frac{dN}{N} \quad (29)$$

наполняет физическим содержанием понятие “механическое напряжение σ ”.

Располагаясь в объеме V хаотически, ротосы, между тем, имеют механический момент (5). Их перемещение в неинерциальной системе координат, связанное с деформированием dV (26), вызывает появление мощных Кориолисовых сил [16, 19]. Они и являются первопричиной ориентационных процессов. При растяжении большая ось эллипса a (6) устанавливается по направлению внешнего силового поля σ . Именно поэтому ε возрастает, а η уменьшается.

Из (28) очевидно, что $P = kT\delta = \text{const}$, а $\varepsilon = \rho \frac{dN}{N}$. Это дает возможность записать аналог формулы Ланжевена [15] для ориентационных процессов, протекающих в квазистатических механических полях

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{kT\delta}. \quad (30)$$

Видно, что деформирование ε изменяет плотность тела ρ за счет течения ориентационных процессов dN/N . Ее локальной мерой является твердость.

На рис. 6 изображен характер изменения упругого отскока ударника: 1 — средние значения h ; 2 — среднестатистические отклонения S ; 3 — асимметрия A при растяжении (за счет внецентренного сжатия a и центрального сжатия b) бетона [45]. В первом случае на оси абсцисс отложены значения ε в относительных единицах, а во втором — относительные уровни напряженно-деформированного состояния (НДС) сжатия $\alpha = \delta/R$, где σ — текущие, а R — предельные значения сопротивления.

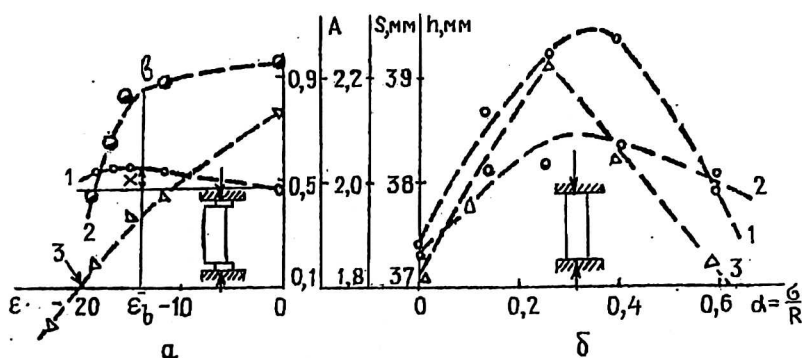


Рис. 6. Характер изменения упругих показателей твердости при растяжении (а) и сжатии (б) бетона

Растяжение до величины ε_b протекает за счет разворота ротосов в направлении поля, так как их жесткость в поперечном направлении на 12—17 % выше, чем в продольном [19], то h возрастает на величину x (кривая 1), с одновременным повышением однородности показателя твердости — кривая 2 (до точки b). Локальная структурная упорядоченность хрупких материалов немедленно порождает процессы микротрещинообразования. Это приводит к непрерывному уменьшению левосторонней асимметрии 3. До точки b ориентационные процессы доминируют над деструкционными, а после — разрушение приобретает катастрофический характер.

НДС сжатия формируется иначе. Вначале ротосы стремятся занять положение, перпендикулярное силовому полю, поэтому до $\alpha = 0,3—0,35$ материал сжимается в продольном направлении. Именно это приводит к увеличению всех параметров эмпирического распределения показателей твердости. В зоне максимума кривых 1—3 ориентационное насыщение сменяется поперечным растяжением, механизм которого совершенно аналогичен тому, который описан выше.

Ориентационный эффект имеет не только научное, но и большое практическое значение. С одной стороны, он может найти применение для облегчения разрушения (например для улучшения обрабатываемости и снижения энергоемкости технологических процессов при формоизменении материалов [23]), а с другой, — для предотвращения процессов трещинообразования в конструктивных элементах инженерных объектов [19]. Более того, на его основе могут быть созданы материалы и конструкции, адаптирующиеся к условиям эксплуатации и ни при каких ситуациях не допускающие разрушения [24].

Пластическое деформирование и разрушение

При ориентационном насыщении (точка a — см. рис. 5) хрупкие тела разрушаются, а НДС пластичных продолжает развиваться по закону (25). Подстановка в (25) (22) дает

$$VdP = kN(\delta dT + Td\delta). \quad (31)$$

Видно, что в неупругой стадии деформирования изменяется способность ротосов генерировать силы сопротивления dP за счет смещения МБ-фактора в направлении 5—6—7 (см. рис. 4) (первый член в скобках) с одновременным увеличением его размаха (второй). Это неизбежно переводит часть ротосов в критические состояния T_c и Θ .

Приравняв обе части (7) к нулю с учетом выражения для момента (5), получим

$$F_c = 0; \quad T_c = 0; \quad \alpha_c = T(\varphi)r_c, \quad (32)$$

где $T(\dot{\varphi}) = m r^2 \dot{\varphi}^2 / 2$ — вращательная доля кинетической энергии при T_c ;

Θ -состояние же характеризуется следующими соотношениями

$$\frac{dr}{r} = -\frac{dF}{F} \text{ (I); } \alpha_{\Theta} = 2T(\dot{\varphi})r_{\Theta} \text{ (II); } \frac{d\alpha}{\alpha} - \frac{d\dot{\varphi}}{\dot{\varphi}} = 2\frac{dr}{r} \text{ (III).} \quad (33)$$

При температуре T_c (в точке c на рис. 4) ротос, превращаясь в чистый ротатор, напрочь теряет способность генерировать силы сопротивления (32) и распадается. При КД-фазовом переходе (33) происходит смена направления изменения силы сопротивления F : от увеличения в К-фазе к уменьшению в

Д-состоянии (33.I). На изменение же конфигурации локального электрического поля $d\alpha/\alpha$ и торможение вращения ($-d\dot{\phi}/\dot{\phi}$) требуется импульс тепловой энергии, на два порядка превосходящий тот, который расходуется на рядовую смену состояния внутри К-фазы (33.III). Преобразование ротатора в осциллятор действительно требует таких затрат энергии [20]. Не все ротосы могут получить энергию, необходимую для КД-перехода, поэтому на месте некоторых из них образуются дислокации [22], сопровождающиеся высвобождением импульса кинетической энергии

$$g_T = k\Theta. \quad (34)$$

Термодинамическая сущность разрушения находит экспериментальное подтверждение в работах, посвященных кинетической концепции прочности [10].

Структура любого тела складывается из компрессионов и дилатонов [19]. Деформирование обеих фаз возможно только при поглощении тепла (11). Сопротивление же они оказывают при прямо противоположных условиях (12). Поэтому в равновесном состоянии компрессионы предохраняют тело от самопроизвольного расширения, а дилатоны — от случайного сжатия. Внешние поля (силовые, тепловые, радиационные и иные) изменяют КД-соотношение, что приводит к общему или локальному сжатию или растяжению. Вовсе не обязательно, чтобы КД-соотношение было абсолютно одинаковым во всем объеме тела. Существование нескомпенсированных напряжений противоположного знака — яркое тому свидетельство [1].

В отличие от хрупких тел, деструкционные процессы в которых протекают в точке *a* (см. рис. 4) по единой схеме, у пластичных могут реализовываться три принципиально различных механизма разрушения: хрупкий — при T_c (точка *c*), дебаевский — при Θ (в точке *b*) и вязкий — при T_m (на крайнем правом окончании диаграммы 1). Θ — температура большинства конструкционных материалов близка к комнатной [6, 12, 20]. Поэтому у них характерным и определяющим механизмом является дебаевский. В области низких температур, когда МБ-распределение занимает позицию 5, дебаевский и хрупкий механизмы могут протекать одновременно, вызывая разрушение с обоих его концов (заштрихованные зоны). Как правило, это приводит к катастрофическим последствиям [1, 10, 25]. В высокотемпературной области (позиция 7) возможно наложение Θ и T_m -механизмов. Такой вид разрушения наблюдается в деталях доменных и мартеновских печей и им подобных агрегатных [1]. Разделенные большим температурным интервалом, T_c и T_m механизмы совпадать не могут.

Выяснение физической сущности сопротивления твердых тел деформированию и разрушению позволяет дать объективную оценку технического уровня существующей во всем мире системы обеспечения надежности и долговечности инженерных объектов. Она — пассивна, инерционна и неуправляема, так как не предусматривает возможности корректировки энергетического ресурса или восполнения израсходованной его части. Неизбежным следствием этого являются разрушение материалов и отказ деталей и конструкций. В этом ее коренной недостаток. Именно он определяет достигнутый уровень техногенной безопасности. Повысить его, оставаясь в рамках традиционных представлений о природе прочности, невозможно. Сделать это можно лишь на основе создания материалов и конструкций, адаптирующихся к условиям эксплуатации. Их физические основы и идеология уже разрабатываются [19, 23, 24].

Температурная зависимость механических свойств

Прогнозирование температурной зависимости механических свойств имеет большое практическое значение [1, 2]. Подстановка (22) в (23) позволяет записать полный дифференциал от (21) в следующем виде:

$$PdV + VdP = kTN\delta \left(\frac{dN}{N} + \frac{dT}{T} + \frac{d\delta}{\delta} \right). \quad (35)$$

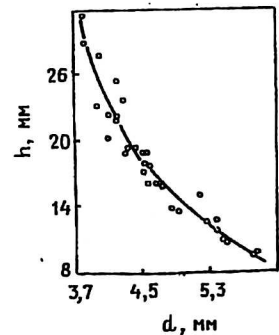
Очевидно, что отклонение температуры dT в ту или иную сторону от равновесного значения эквивалентно смещению центра МБ-распределения в пределах позиций 2—4 для хрупких и 5—7 — для пластичных материалов (см. рис. 4) с соответствующим изменением его размаха $d\delta$ [17, 21]. Оно сопровождается качественным и количественным изменениями межатомных связей dN в процессе КД-фазовых переходов при температурах T_c и Θ [19, 23]. В макромире это проявляется через тепловое деформирование dV и изменение сопротивления dP .

При постоянной температуре диаграмма состояния ротоса 1 (см. рис. 4) вырождается в изотерму 8, а соотношение (35) приобретает вид

$$dP = kT\rho\delta \left(\frac{dN}{N} + \frac{d\delta}{\delta} \right). \quad (36)$$

Видно, что приращение сопротивления dP возможно только за счет увеличения энергосодержания единицы объема тела (выражение в скобках). Его усредненной мерой является плотность, а локальной — твердость. Отображение изотермы 8 в пространстве косвенных показателей твердости для бетонов различных составов, твердеющих в изотермических условиях, приведено на рис. 7, где h — высота упругого отскока ударника, а d — размер пластического отпечатка, измеряемые при одной и той же энергии удара.

Рис. 7. Отображение изотермы бетона в пространстве косвенных показателей твердости



На рис. 8 в координатах $m_j = f(h, d)$, где m_j — накопленные частоты, изображены эмпирические распределения h и d , полученные на четырех составах бетона средней прочности на сжатие — 12 (1), 32 (2), 54 (3) и 82 (4) МПа. Видно, что повышение прочности материалов, изготовленных по аналогичной технологии и испытаниях при постоянной температуре, действительно происходит за счет смещения МБ-фактора по изотерме 8 от позиции 4 к 2 через 3 (см. рис. 4). Аналогичные зависимости для металлов можно найти в работе [1].

При изменении температуры МБ-фактор последовательно занимает позиции 2—4 у хрупких тел и 5—7 — у пластичных, описывая в энергетическом пространстве кривые 9 и 10 (см. рис. 4), а диаграмма состояния 1 их меж-

атомных связей изменяет свою форму в направлении 4—6 (см. рис. 3). Так как макроскопическая зависимость $\sigma = f(T)$ является суперпозицией диаграмм 1 и кривых 9 и 10, то у хрупких материалов на ней наблюдается минимум, а у пластичных — максимум. В связи с тем, что сама диаграмма состояния является функцией атомных параметров (1), то у одних материалов экстремумы выражены слабо, а у других — ярко [1, 25].

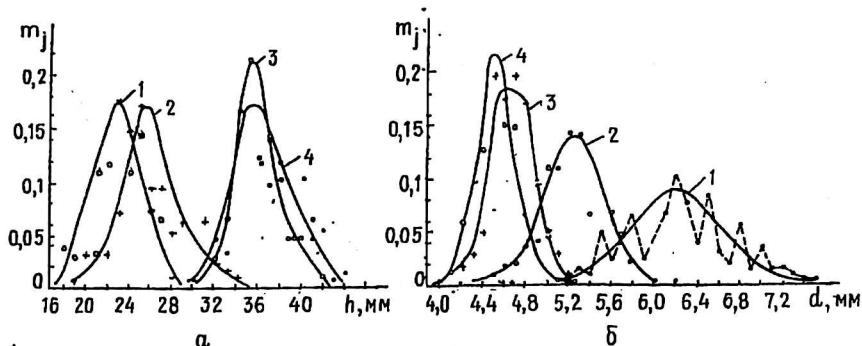


Рис. 8. Эмпирические распределения упругих (а) и пластических (б) показателей твердости бетона, затвердевающего в изотермических условиях

В качестве примера на рис. 9 приведены температурные зависимости прочности бетона на сжатие в широком интервале изменения температур для нескольких типов вяжущих (а) [26] и статической и циклической прочности углеродистой стали на растяжение (б) [25]. Аналогичные зависимости с локальными экстремумами для других материалов можно найти в [1, 25, 27].

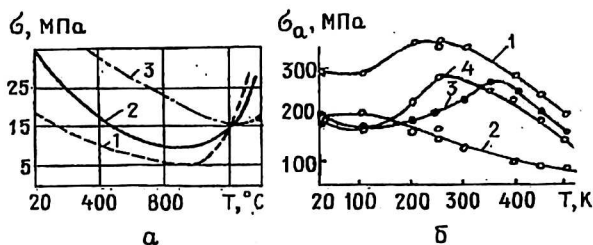


Рис. 9. Температурные зависимости прочности бетона (а):

1 — на портландцементе; 2 — на глиноземистом цементе;

3 — на высокоглиноземистом цементе [26] и стали с 0,17 % углерода [25];

б — статическая и циклическая прочности углеродистой стали на растяжение:

1 — прочность при статическом растяжении; 2 — предел текучести; 3 — предел усталости при изгибе со скоростью нагружения 2000 мин^{-1} и количестве циклов $n = 5 \cdot 10^5$;

4 — то же при 10 мин^{-1} и $n = 5 \cdot 10^5$

У пластичных материалов локальный максимум образует кинетический запас прочности. Это означает, что за счет потребления кинетической части внутренней энергии можно получать дополнительное увеличение прочности. Это пока неостребованный в сопротивлении материалов и технике резерв [1]. При соответствующем конструктивном оформлении он может быть использован для повышения надежности и долговечности инженерных объектов в критических ситуациях [28].

Механический гистерезис

Согласно правилу Максвелла [18], для сохранения формы тела в равновесном состоянии площади фигур dac и cbf (см. рис. 4) должны быть равны, а термодинамические потенциалы К и Д фаз одинаковыми $\mu_k = |\mu_d|$. При изменении состояния в направлении efb в точку b тело попадает с потенциалом Ω_f . Пройдя точку f и Θ -температуру и оказавшись в точке c , оно возвращается к тому же давлению P_c , но уже с потенциалом $\Omega_c = \Omega_f +$ площадь фигуры fbc . В точке d его потенциал становится равным $\Omega_d = \Omega_f +$ площадь $cbf -$ площадь dac . Так как $\Omega_f = \Omega_c$, а $\Omega_d = \Omega_c$, то площади фигур cbf и dac равны.

Деформирование (смена состояний от r_d к r_f и далее) в условиях теплового обеспечения в точках фазовых переходов a , c и b протекает по пути $dacbfe$ (в прямом и обратном направлениях) без последствий для структуры. Оказавшись в одной из них и не получив необходимой тепловой поддержки для преобразования ротатора в ротос (в первом случае) и ротоса в осциллятор (во втором), межатомные связи распадаются (32, 33) [19]. Например, в условиях тепловой недостаточности компрессону вблизи точки c энергетически более выгодной является позиция вблизи точки d на "холодной" ветви диаграммы ad . Перемещаясь туда по горизонтали cd , он передает избыток тепла своим ближайшим соседям. В результате образуется локальный дефект с размерами $r_c - r_d$. Повышение же дилатонной концентрации в тепловых полях приводит к снижению жесткости тела. Становясь все более и более пластичным, оно, в конце концов, приобретает однофазный состав на участке fe . Необходимость сохранения формы после затвердевания расплава приводит к неизбежному распаду его структуры на К- и Д-фазы.

Интегрирование на неупругой стадии диаграммы деформирования (31) (участок ab на рис. 5) дает

$$\Omega = \int VdP = kN(\delta\Delta T + T\Delta\delta), \quad (37)$$

где $\Delta T = T_1 - T_2$ и $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2$ — изменение температурного режима и формы МБ-распределения за счет деструкционных процессов и КД-фазовых переходов, соответственно. Графическое вычисление интеграла (37) позволяет дать обоим процессам наглядную интерпретацию. Для этого диаграмму состояния тела удобно расположить так, как показано на рис. 10.

Интеграл $\int VdP$ изображается площадью фигуры, образованной ординатой, осью абсцисс и диаграммой $ab\Theta cde$ [29]. Интегрирование вдоль ветви $ab\Theta$ непрерывно увеличивает площадь (участок OAD на нижнем поле рис. 10), а в направлении Θnc — уменьшает ее (линия DBC). Однако она все время остается больше той, которая определяется линией OAD . Продолжение движения по участку cde вновь увеличивает площадь (на нижнем поле оно отождествляется с линией CAE). В результате в координатах $\Omega = f(P)$ образуется петля гистерезиса $ACBD$. Ее площадь равна количеству тепла, выделяющемуся при сжатии или поглощающемуся при растяжении, а сам факт образования объясняется исключительно термодинамическими процессами, протекающими в 2-фазной КД-системе тела.

Механический гистерезис является следствием процессов неупругого деформирования. Здесь как компрессоны, так и дилатоны становятся мощными потребителями тепла, необходимого для поддержания процесса деформирования. Удельная потребность в тепле первых на два порядка ниже, чем у вторых (33) [19]. Отбирая тепло у соседних дилатонов, компрессоны вынуждают

и их участвовать в сопротивлении, двигаясь по ветви (см. рис. 4) к дебаевской температуре. Оказавшись в точке *b* и не получив тепловой импульс, необходимый для КД-перехода, как те, так и другие оказываются в переохлажденной фазе (на участке *ad*). Получается, что деформационные и деструкционные процессы взаимообусловлены и протекают одновременно, чему имеется достаточное количество экспериментальных подтверждений [9, 10, 22].

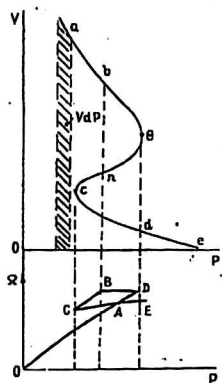


Рис. 10. Схема формирования петли гистерезиса при деформировании

Стандартные испытания материалов на прочность почти никогда не сопровождаются оценкой теплового баланса деформационного процесса и непрерывной фиксацией степени разрушения структуры. Это не дает возможности получить целиком петлю гистерезиса. На технической диаграмме деформирования $\sigma = f(\epsilon)$ она вырождается в площадку текучести [1].

Выяснение физической сущности механического гистерезиса позволяет сформулировать правило предотвращения разрушения: за счет подвода к телу или отвода от него количества тепла, необходимого для КД-фазовых переходов, переводить в экстремальных ситуациях деструкционную часть петли *CAE* в деформационную *CBD*. Такие методы управления НДС уже разрабатываются [19, 28].

Масштабный эффект

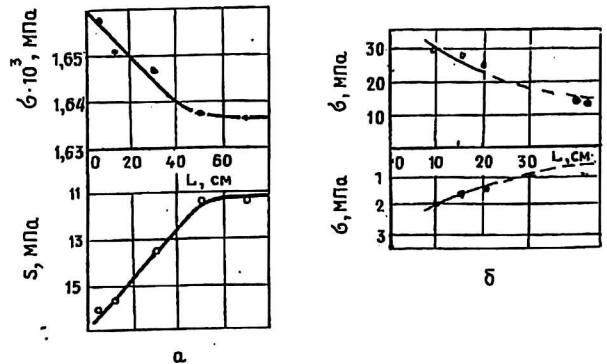
В физике твердого тела [11] и сопротивлении материалов [1] неясной пока проблемой является масштабный эффект (МЭ). Имеется в виду общая закономерность: увеличение размеров тела ведет к снижению прочности с одновременным увеличением ее однородности. Она проявляется в силовых, тепловых, электрических и иных полях у всех без исключения твердых тел (стеклах, полимерах, композитах, металлах и сплавах и др.) при разнообразных условиях испытания, режимах нагружения и видах НДС [1, 25–27]. Это указывает на универсальность МЭ: он присущ не тому или иному материалу (как иногда ошибочно считают), а твердому состоянию вещества в целом. Относительно причин его зарождения, условий протекания и возможных последствий для практики имеются различные суждения [1, 11, 30, 31].

Смена величины любого параметра в уравнении (21) (и *V* не является исключением) приводит к изменению всех остальных (в том числе сопротивления *P*). При $T = \text{const}$ зависимость *P* от макроскопического изменения объема ΔV приобретает вид изотермы δ (см. рис. 4)

$$P = \frac{kTN\delta}{V} \tag{38}$$

Многочисленные эксперименты подтверждают такого рода зависимость. На рис. 11 приведены масштабные зависимости для металлических стержней (а) и бетона (б). Зиобрень В. [32] исследовал МЭ при изменении длины высокопрочной пучковой проволоки в интервале от 5 до 70 см при постоянном диаметре 5 мм (см. рис. 11, а). Эксперименты на бетоне проводились на образцах-кубах, призмах, колоннах и балках. Размер ребра куба варьировался в пределах 10, 15, 20 см. Как для того, так и для другого материала увеличение размерных параметров приводит к снижению средней прочности (верхнее поле) и увеличению ее однородности (нижнее).

Рис. 11. Масштабные характеристики для стали (а) и бетона (б)



При испытании бетона размерный ряд не ограничивался только лабораторными образцами, а был доведен фактически до масштабов реальных конструктивных элементов: призм размером 20x20x120 см, коротких колонн 20x30x150 см и балок длиной 4500 см и поперечным сечением 10x20, 10x15 и 10x30 см. Прочность на сжатие призм и колонн уменьшилась по сравнению с образцами-кубами с размером ребра 20 см, соответственно, на 20 и 24 % (крайне правые точки на верхнем поле рис. 11). Аналогичные результаты получены в работе [33]. Примерно такое же снижение наблюдалось для прочности балок на изгиб. Идентичные зависимости для чугуна и различных типов сталей и сплавов можно найти в работе [1]. Все они могут быть аппроксимированы формулой (38). Выбор масштабного ряда всегда случаен. Каким характер изменения масштабных зависимостей (см. рис. 11) в мелко-размерной и, особенно, в крупноразмерных областях?

Дифференцируя (38) при $T = \text{const}$ с учетом (22) и выделяя тот факт, что изменение V происходит макроскопически ΔV , имеем

$$dP = T \left(\frac{dS}{V} - \frac{S \Delta V}{V^2} \right). \quad (39)$$

График функции (39) приведен на рис. 12. Видно, что способность АМ-структуры генерировать силы сопротивления dP с увеличением объема возрастает на некотором интервале $V_0 - V_m$, достигает максимума при $V = V_m$, после чего непрерывно уменьшается. Приравнявая правую часть (39) к нулю, найдем

$$\frac{dS}{S} = \frac{\Delta V}{V}. \quad (40)$$

Получается, что увеличение объема при $T = \text{const}$ выравняет внутреннее потенциальное поле (смена позиций от 2 к 4 или от 5 к 7 на рис. 4). Оно изменяет врожденный порядок в АМ-системе тела.

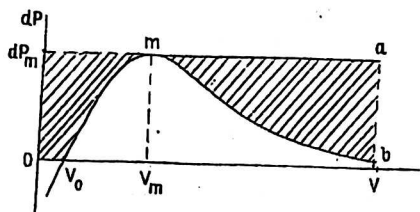
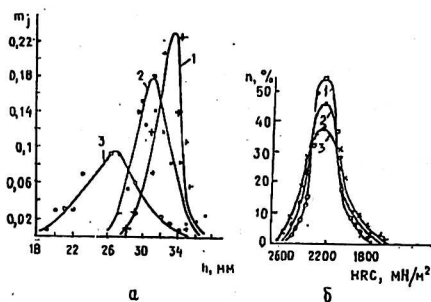


Рис. 12. Теоретическая форма масштабной зависимости

Измерение твердости в образцах различных размеров подтверждает это. На рис. 13, а приведены эмпирические распределения твердости бетона по методу упругого отскока ударника, полученные на образцах-кубах с размером ребра 10 (1) и 20 (2) см, а также коротких колоннах 20х30х150 см (3), а на рис. 13, б приведены результаты измерения твердости стали по Роквеллу в цилиндрических образцах диаметром 10 (1), 20 (2) и 60 (3) мм [1].

Рис. 13. Эмпирические распределения твердости бетона (а) и стали (б) [1] в образцах различных размеров



Индивидуальные особенности тела учитывает дебаевская температура Θ [6, 20, 21]. Именно она определяет способность тела аккумулировать внутреннюю энергию (на рис. 12 она отождествляется с площадью прямоугольника $OdP_m ab$) и расходовать ее по закону (39) либо на увеличение объема тела (заштрихованная зона), либо на деформирование (фигура, ограниченная сверху кривой $V_0 mb$). В интервале $V_0 - V_m$ первая часть уменьшается, зато вторая — возрастает. При $V > V_m$, наоборот, большая часть ее идет на увеличение объема, а меньшая — на сопротивление деформированию.

Сравнение рис. 11 и 12 позволяет утверждать, что для обоих материалов размерные параметры располагаются на правой ветви масштабной характеристики. Она блестяще подтверждается в целом при испытании машиностроительных материалов на выносливость, осевое растяжение, сжатие и изгиб [1]. Причем кривые с максимумом получают для пористой керамики, стальных образцов и других материалов.

Масштабные проявления в малообъемной зоне представляют скорее научный, нежели практический интерес, так как размеры образцов, соответствующие точке инверсии m (см. рис. 12), невелики. Для пористой керамики они оказались равными $V_m = 600 \text{ мм}^3$ и $S_m = 20 \text{ мм}^2$ [1], а для бетона — не превышают куб с размером ребра 10 см. Размеры, объемы или масса подавляющего большинства реальных конструктивных элементов лежат на правой ветви графика $dP = f(V)$, т. е. там, где $V > V_m$.

Исходя из быстроспадающего характера экспериментальных зависимостей (см. рис. 11) высказывается предположение о том, что существует некий критический объем, после превышения которого предел выносливости, по видимому, не снижается [1]. Однако, если инверсия в малообъемной области подтверждается теоретическими (39) и экспериментальными [30, 31] исследованиями, то последнее суждение не имеет под собой никаких оснований.

Более того, его следует отнести к области опасных заблуждений. Об этом свидетельствуют периодические известия об авариях и катастрофах разнообразных инженерных объектов. Одной из причин их появления является именно недооценка особенностей деформирования и разрушения материалов в зоне крупноразмерного окончания масштабной зависимости. Кстати, уравнение состояния (21) позволяет избавиться и от других, не менее опасных заблуждений и мифов, которые широко распространены в традиционных курсах сопротивления материалов [1, 25].

В частности, становится ясно, что влияние размеров тела на прочность неоднозначно. С одной стороны, их увеличение уменьшает уровень напряжений σ , возбуждаемых внешними полями (не путать σ с сопротивлением P , которое способна развивать АМ-структура). На этом, собственно, основаны все разработанные ранее и предлагаемые ныне методы обеспечения прочности, надежности и долговечности деталей и конструкций [1]. С другой стороны, и это не менее важно, уменьшается трещиностойкость структуры. Оно объясняется тем, что межатомные связи любого тела существуют во внутреннем потенциальном поле (см. кривая 1, рис. 3), которое может изменять свою пространственную конфигурацию по закону (38). В малых объемах поле отличается ярко выраженной рельефностью (поз. 2 и 5 на рис. 4 и 1 на рис. 13). В таком поле движение трещин затруднено [19]. Увеличение массы тела размывает рельефность (поз. 4 и 7 на рис. 4 и поз. 3 на рис. 13), что облегчает их возникновение и распространение. Это означает, что в традиционных методах проектирования с резервированием материала [1] скрыта, пока еще не до конца осознанная, опасность. Она иногда дает о себе знать в преждевременных и, как ошибочно считают, случайных разрушениях, казалось бы, надежно запроектированных и благополучных во всех отношениях инженерных объектов.

По данным Американского института бетона [34], прежде всего из-за этого в процессе эксплуатации отказывают до 10 % несущих железобетонных элементов, причем 1 % из них — с катастрофическими последствиями. Не лучшим образом обстоят дела и с надежностью металлических конструкций [1]. Таков достигнутый на сегодняшний день уровень техногенной безопасности. Такова цена несовершенства современных представлений о природе прочности и методов обеспечения надежности и долговечности изделий только в одной из сфер промышленного производства — строительной.

Коренным образом повысить их можно путем управления способностью структуры генерировать силы сопротивления dP (39). Это означает, что в любой точке крупноразмерного интеграла $V > V_m$ (см. рис. 12) используется не только разрешенная, но и потенциально возможная область сопротивления (последняя заштрихована). В этом случае сами материалы и детали из них будут отличаться от тех, к которым мы привыкли сегодня. Они должны не только пассивно изменять свое термодинамическое состояние при действии полезных нагрузок по закону (38), но и мгновенно восстанавливать его под влиянием управляющих воздействий [19, 23, 24].

Инерциальные эффекты

Атомы твердого тела находятся в непрерывном движении, описывая в пространстве траектории (6) [10, 19, 21]. При описании процессов деформирования и разрушения обычно не задумываются о выборе системы отсчета [1]. Система, связанная со свободным телом, инерциальна. В ней законы движения имеют самый простой вид [16]. Деформирование же тела во внешних

полях (силовых, тепловых, электрических, магнитных и иных) делает ее неинерциальной. Если не учитывать силы инерции в таких системах, то легко получить некорректные выводы и оценки.

Рассмотрим обобщенный случай деформирования. Для этого разобьем тело на большое число малых, но макроскопических частей. Для описания i -й части введем две системы координат: одну — неподвижную, а другую — подвижную. Первая определяет положение тела как целого, а вторая — жестко связана с его i -той частью и участвует во всех ее движениях. Начало подвижной системы совместимо с центром инерции i -й части. Ее исходное положение задает радиус-вектор R_0 . Местонахождение произвольного атома i -той части тела в подвижной системе координат определим радиус-вектором r_0 , а неподвижной — R . Между скоростями в этих направлениях существует следующее соотношение [16]:

$$\dot{R} = \dot{R}_0 + [r_0 \dot{\psi}],$$

где $\dot{\psi}$ — угловая скорость вращения i -той части относительно центра инерции. Оно показывает, что перемещение локализованных атомов при деформировании происходит в неинерциальной системе координат.

Уравнение движения атомов в такой системе и выражение для энергии имеют следующий вид [16]:

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial U}{\partial r} - m\ddot{r}_0 + m[r\ddot{\beta}] + 2m[\dot{r}\dot{\beta}] + m[\beta[\dot{r}\dot{\beta}]],$$

$$U = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\beta}^2) - mr_0 \ddot{r}_0 - \frac{\alpha}{r},$$

где $\dot{\beta} = [\dot{\phi}\dot{\psi}]$ — результирующая скорость вращения атома относительно центра поля (точка O см. на рис. 2). Силы инерции, обусловленные вращением подвижной системы отсчета ψ складываются из трех частей. Первая $m[r\ddot{\beta}]$ вызывает разгон или торможение атомов на эллиптической траектории (6), вторая $2m[\dot{r}\dot{\beta}]$ — Кориолисова (она порождает ориентационные эффекты (30)), а третья $m[\beta[\dot{r}\dot{\beta}]]$ — центробежная.

Макро- и микромаштабы разделены огромным расстоянием. По этой причине линейные или угловые перемещения, измеряемые в эксперименте в миллиметрах или градусах на атомном уровне, выглядят чудовищными. Это вызывает появление в подвижной АМ-системе мощных инерциальных сил, оказывающих существенное влияние на процессы деформирования и разрушения. Они не входят в явном виде в уравнение (1), в связи с чем ускользают от внимания исследователей. Хотя, именно они несут ответственность за тепловые $m[\dot{r}\dot{\beta}]$, дислокационные $2m[\dot{r}\dot{\beta}]$ и динамические $(-m\ddot{r}_0)$ эффекты.

Из опыта известно [22, 25], что размножение и миграция дислокаций происходят в условиях пластических деформаций (на участке ab , см. рис. 5), т. е. там, где ориентационные процессы уже завершены и доминирующее значение начинают играть КД-фазовые переходы. Для межатомных связей, имеющих дебаевскую температуру, появление Кориолисовых сил приводит к ката-

строфическим последствиям. Направление сил связи здесь не определено (33.1), поэтому они выводят атомы из динамического зацепления, сдвигая их относительно друг друга на межатомное расстояние. Так зарождаются дислокации [22].

Кориолисовы силы перпендикулярны к направлению деформирования и к той плоскости, где происходит тепловое движение атомов (7). По этой причине дислокации перемещаются в сечениях, располагающихся нормально к внешней нагрузке, а разрушение при растяжении зачастую заканчивается не отрывом, а скалыванием [25]. Дислокационная активность наблюдается на площадке текучести, т. е. там, где скорость деформирования имеет наибольшее значение. У хрупких материалов КД-переходы запрещены, поэтому дислокационные проявления у них в принципе невозможны [19].

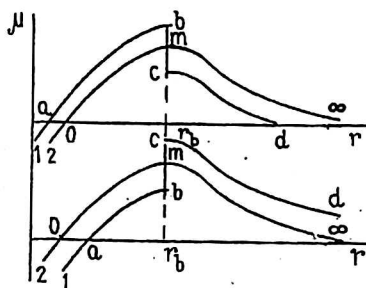
Появление в (1) члена $(-mr_0\ddot{r}_0)$ делает структуру твердых тел чувствительной к скорости деформирования [1, 19, 25]. В уравнении состояния ротоса (13) потенциал взаимодействия становится равным

$$\mu = -\left(\frac{\alpha}{r} + mr_0\ddot{r}_0\right).$$

В соответствии с принципом Ле-Шателье [18] это повышает сопротивляемость твердых тел внешним воздействиям.

На рис. 14 изображен характер изменения μ -потенциала при скоростном растяжении (верхнее поле) и сжатии (нижнее) ротосов пластичных материалов. Функция 2 соответствует квазистатическим условиям изменения состояния. Растяжение с ускорением приводит к эквидистантному смещению ее компрессионной ветви от в положение ab на величину $mr_0\ddot{r}_0$.

Рис. 14. Изменение μ -потенциала при динамическом нагружении



В результате энергосодержание компрессионной части объема тела возрастает на величину площади криолинейной фигуры $oabm$. Это приводит к увеличению прочности на растяжение [1, 25]. Компрессионное насыщение происходит за счёт отбора энергии от дилатонной фазы. Ее охлаждение вызывает перемещение дилатонной ветви с позиции $m\infty$ на cd . Закон сохранения энергии требует равенства площадей фигур $oabm$ и $dcm\infty$. Монотонная кривая 2 превращается в ломаную линию $abcd$ со скачком в точке максимума m .

Перераспределение внутренней энергии между К- и Д-фазами должно приводить к охлаждению, снижению деформативности и охрупчиванию тел. На скачке bmc межатомные связи, распадаясь мгновенно, задают направление течения деструкционного процесса. По этой причине площадь разрушения при динамическом нагружении всегда меньше, чем при квазистатическом [1, 19, 25]. При скоростном сжатии описанные процессы протекают в обратном направлении, вызывая охрупчивание и снижение прочности. С динамиче-

ским эффектом (ДЭ) — явлением изменения прочности твердых тел при скоростном нагружении часто имеют дело на практике [1], поэтому рассмотрим его подробно.

Динамический эффект

Физическая природа ДЭ до сих пор неясна [1, 6, 7]. Инженерный опыт показывает, что он наблюдается не только у металлов и сплавов [1], но и в строительных материалах [35], горных породах [36] и других материалах. Это указывает на то, что ДЭ, как и МЭ, имеет универсальный характер.

Дифференцируя (38) при $\Delta V = 0$, имеем

$$\dot{P} = \frac{\dot{u}(T)}{V} - \frac{u(T)\dot{V}}{V^2}, \tag{41}$$

где $u(T) = kNT\delta$ — связанная часть кинетической энергии, а $\dot{P}, \dot{u}(T)\dot{V}$, так же, как и в (1) — дифференциалы по времени t . Деление левой и правой частей на \dot{V} дает

$$D = \frac{\dot{u}(T)}{\kappa} - \frac{u(T)}{\kappa^2}, \tag{42}$$

где $D = \dot{P}/\dot{V}$ — количественная мера ДЭ, численно равная приращению сопротивления структуры от скоростного деформирования; $\kappa = 1/\dot{V}$ — жесткость тела — величина обратная относительной объемной скорости деформирования. Используя (26), выразим ее через поперечные $\dot{\eta}$ и продольные $\dot{\epsilon}$ относительные скорости деформирования

$$\kappa = 1 / \left(\dot{\eta} + \dot{\epsilon} \right). \tag{43}$$

Характер зависимости $D = f(\kappa)$ приведен на рис. 15. Видно, что с увеличением V (что соответствует уменьшению κ) динамическое сопротивление D возрастает (движение по оси абсцисс справа—налево), достигает максимума D_d на уровне точки d , а затем резко снижается при дальнейшей интенсификации нагружения (стремление от κ_d к κ_b). Существование такого рода динамической зависимости сопротивления является не какой-то аномалией, исключением из правил, она — само правило, следующее из уравнения состояния (21).

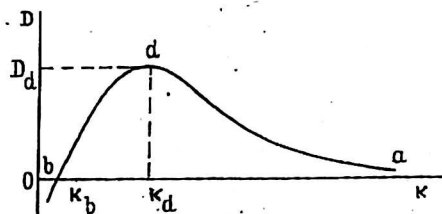


Рис. 15. Термодинамическая характеристика твердых тел

Теоретическая зависимость (42) находит блестящее подтверждение на практике. Так, в работе [1] по результатам анализа многочисленных экспери-

ментов делается вывод о том, что при низких и умеренных скоростях деформирования (до 10^3 с^{-1}) наблюдается динамическое упрочнение и охрупчивание материалов (на участке $k > k_d$ диаграммы). При скоростях же, приближающихся к $5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, наступает инверсия ДЭ: сопротивление от увеличения переходит к снижению с одновременным возрастанием пластичности. На динамической диаграмме этот диапазон располагается слева от точки инверсии d . Назовем ДЭ справа от нее (на участке ad) прямым динамическим эффектом (ПДЭ), а слева (на участке ab) — обратным (ОДЭ). Наибольший интерес для практики представляет ПДЭ.

В этой области эффектами высшего порядка можно пренебречь, отбросив в (42) второй член и записать

$$\dot{P} = P_0 \left(\dot{\eta} + \dot{\epsilon} \right), \quad (44)$$

где $P_0 = \dot{u}(T)\dot{V}$ — сопротивление тела при квазистатическом режиме нагружения. Видно, что приращение \dot{P} сопротивления P_0 будет тем выше, чем больше поперечные $\dot{\eta}$ и продольные $\dot{\epsilon}$ скорости деформирования. Это правило оправдывается на практике повсеместно. Наглядное представление о характере проявления зависимости (44) можно получить по диаграмме деформирования $\sigma = f(\epsilon)$. На рис. 16 приведены такие диаграммы для бетона (а), известняка (б) [36] на сжатие σ_p и стали [1] на растяжение σ_s (в).

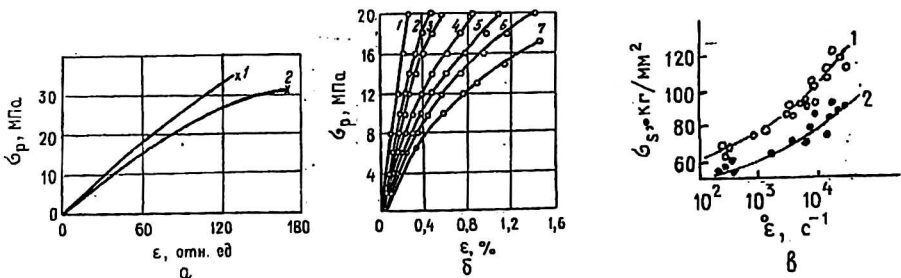


Рис. 16. Динамическое сопротивление бетона (а), известняка (б) [36] на сжатие и стали 45 [1] на растяжение (в)

Цифры на графиках обозначают следующие скорости деформирования: а, кН/с : 1 — 2,0; 2 — 1,2; 6, МПа/с : 1 — 10^2 ; 2 — 10; 3 — 1; 4 — 10^{-1} ; 5 — 10^{-2} ; 6 — 10^{-3} ; 7 — 10^{-4} . На первой из них по оси абсцисс отложены относительные деформации в условных единицах, а на втором — в процентах. Рис. 16, в

демонстрирует характер влияния продольной скорости деформирования $\dot{\epsilon}$ в с^{-1} на верхний 1 и нижний 2 пределы текучести Ст. 45. Если учесть, что k , по

определению (42) — величина, обратная $\dot{\epsilon}$, то становится ясно, что для стали все экспериментальные точки ложатся на участке ad ПДЭ динамической характеристики (см. рис. 15).

Какие процессы протекают в АМ-структуре тела при динамическом нагружении? Для ответа на этот вопрос перепишем полный дифференциал (35) с учетом определения G (14) и μ (20) потенциалов

$$PV \left(\frac{\dot{P}}{P} + \frac{\dot{V}}{V} \right) = G\delta \left(\frac{\dot{G}}{G} + \frac{\dot{\delta}}{\delta} \right) \quad (45)$$

Так как в квазистатических условиях всегда выполняется уравнение (21), то

$$\frac{\dot{P}}{P} + \frac{\dot{V}}{V} = \frac{\dot{G}}{G} + \frac{\dot{\delta}}{\delta} \quad (46)$$

Очевидно, что при $P = 0$ и $G = 0$ соотношение (46) примет вид

$$\left(\frac{\dot{V}}{V} \right)_P = \left(\frac{\dot{\delta}}{\delta} \right)_G$$

Здесь и далее за скобки вынесен параметр, который в процессе анализа не изменяется. Преобразование (26) позволяет записать

$$\dot{\eta} + \dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\delta}}{\delta} \quad (47)$$

Дифференцирование же определения δ -параметра (21) дает

$$\dot{\delta} = 3\delta \left(\frac{\dot{T}_i}{T_i} - \frac{\dot{\Theta}}{\Theta} \right) \quad (48)$$

Подставляя (48) в (47), получим

$$\dot{\eta} + \dot{\varepsilon} = 3 \left(\frac{\dot{T}_i}{T_i} - \frac{\dot{\Theta}}{\Theta} \right) \quad (49)$$

Из выражений (47) и (49) следует, что ДЭ вызывается энергетической перестройкой структуры тела. Видно, что относительные поперечные $\dot{\eta}$ и продольные $\dot{\varepsilon}$ скорости деформирования изменяют исходный порядок АМ-системы. Его количественной мерой является энтропия (22) [17] и дебаевская температура [19, 21]. Это означает, что ДЭ изменяет конфигурацию локального потенциального поля, плоское сечение которого на рис. 3 изображается кривой 1. Графическая интерпретация этого процесса для пластичных тел представлена на рис. 17.

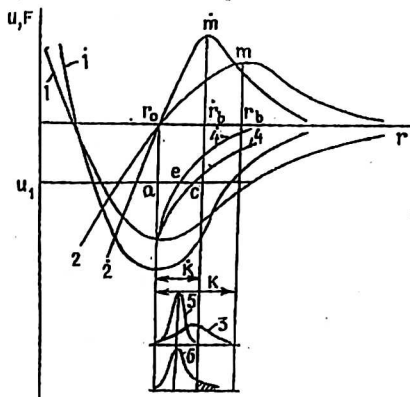


Рис. 17. К объяснению физической сущности динамического упрочнения и охрупчивания материалов

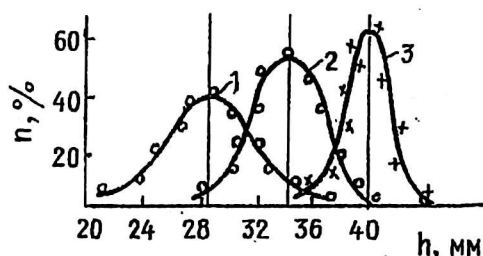
Пусть в равновесном состоянии (21) сечение поля в произвольно выбранном направлении r имеет вид 1. Ему соответствует силовая характеристика 2. Начальное значение дебаевской температуры Θ_0 определяется вертикалью $m\dot{r}_b$ [19]. Предположим, что в начальный момент времени МБ-распределение 3 располагалось в К-фазе так, как показано на нижнем поле рис. 17. При изменении энергетического состояния связи по глубине потенциальной ямы 1 ее геометрические размеры задает кривая 4. Пусть на уровне U_1 размеры связи в направлении r характеризовались отрезком ac .

При скоростном деформировании поле трансформируется: его представляет уже не кривая 1, а $\dot{1}$. Это влечет за собой соответствующее изменение силовой (с 2 на $\dot{2}$) и деформационной (с 4 на $\dot{4}$) кривых и, как следствие, приводит к сдвигу вертикали $m\dot{r}_b$ в положение $\dot{m}\dot{r}_b$, что равносильно изменению дебаевской температуры с Θ_0 на Θ . При этом изменяется и жесткость связи. Ее деформационная способность на уровне U_1 уже определяется не отрезком ac , но ae . К-фаза сужается с $k = r_0 r_b$ до $\dot{k} = \dot{r}_0 \dot{r}_b$. Крутизна несущего К-фронта $r_0 m$ кривой $\dot{2}$ возрастает по сравнению с прежним положением 2. Описанные процессы неизбежно приводят к изменению расположения и формы МБ-распределения. Оно перемещается с позиции 3 на 5.

Увеличение крутизны несущего К-фронта $r_0 \dot{m}$, сопровождающееся сужением МБ-фактора, приводит к возрастанию прочности с одновременным охрупчиванием (вследствие увеличения жесткости связей). Этапы энергетической перестройки структуры могут не совпадать по времени. Например, смещение вертикали $\dot{m}\dot{r}_b$, опережающее процесс трансформации распределения, может приводить к отказу правосторонней части связей (заштрихованная зона на кривой 6).

Эксперименты подтверждают описанный механизм структурных преобразований. Бетонные образцы-кубы с размером ребра 20 см подвергались одной и той же степени обжатия с различными скоростями. Сразу же (пока не поступило равновесное состояние) измерялись показатели твердости по методу упругого отскока ударника h . На рис. 18 приведены эмпирические распределения h при следующих скоростях нагружения, кН/с: 1 — 1,2; 2 — 2,0; 3 — 3,5. Видно, что с увеличением скорости обжатия средняя твердость структуры возрастает (распределение смещается слева—направо) с одновременным повышением однородности (крутизна фронтов распределений возрастает).

Рис. 18. Эмпирические распределения упругого отскока ударника при трех скоростях нагружения бетона



Возвращаясь к прежним обозначениям для продольных $\dot{\epsilon}$ и поперечных $\dot{\eta}$ деформаций (26) и учитывая соотношение эквивалентности (11), записанное

для макроструктуры в виде $dS = \frac{\dot{T}}{T} = \frac{\dot{L}}{L}$ [19] (оно показывает, что деформирование не может иметь никакую иную природу, кроме как тепловую), перепишем (49) в следующей форме

$$\frac{dS}{S} = 2 \frac{dL}{L} - 3 \frac{d\Theta}{\Theta},$$

где дифференцирование по времени опущено. После интегрирования с учетом начальных условий, имеем

$$\frac{S_1}{S_{01}} = \frac{S_2}{S_{02}} \left(\frac{\Theta_0}{\Theta} \right)^3, \tag{50}$$

где S_{01} , S_1 — площади сечения тела, расположенные перпендикулярно, а S_{02} , S_2 — параллельно направлению действия динамических усилий до и после разрушения.

Перепишем (50) в следующем виде

$$S_1 = S_{01} \frac{S_2}{S_{02}} \left(\frac{\Theta_0}{\Theta} \right)^3. \tag{51}$$

Полагая, что при квазистатическом нагружении площадь поперечного сечения после разрушения S_1 ненамного отличается от исходной S_{01} , замечаем, что динамический режим уменьшает ее вследствие очевидных неравенств $S_{02} > S_2$ и $\Theta > \Theta_0$. Соотношение (51) действительно выполняется на практике.

На рис. 19, а показан характер изменения площади разрушения при динамических режимах нагружения бетона растяжением 1 и сжатием 2. Кунтыш и Теддер [36] наблюдали такую же закономерность для горных пород (рис. 19, б). Изменение скорости приложения нагрузки в пределах двух порядков (от 1 до 100 м/с) привело к уменьшению площади разрушения мраморных образцов в два, а известняковых — почти в три раза. Аналогичный эффект имеет место в металлах и сплавах. Например, в [1] приводятся данные о том, что при изучении динамической трещиностойкости сталей Х70 и 1012ФБ наблюдали уменьшение площади сечения, по которому распространялась трещина, примерно на 60 %.

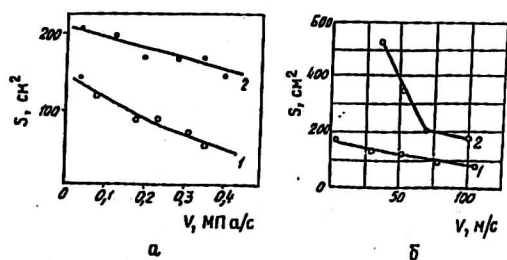


Рис. 19. Влияние динамического эффекта на площадь разрушения:
 а — бетона: нагружение растяжением — 1, сжатием — 2;
 б — мрамора — 1, известняка — 2 [36]

В формуле (49) условия динамического воздействия специально не оговариваются. Это означает, что ДЭ может реализовываться как в прямом (при возрастании скорости нагружения), так и в обратном (при сбросе нагрузки) направлениях. Такое предположение подтверждается экспериментально [37].

Исследование ДЭ как в металлах [1], и неметаллах [35, 36] обычно производится на лабораторных образцах. Процессы динамической перестройки в них (см. рис. 17) развиваются одновременно во всем объеме материала. Следует ли ожидать каких-либо особенностей протекания ДЭ в конструктивных элементах? Для получения ответа на этот вопрос проводились испытания железобетонных балок прямоугольного сечения 10x20 см и длиной 415 см на изгиб [28]. Время нагружения до момента разрушения варьировалось от 1 мин до 400 ч. При этом скорость возрастания напряжений в сжатой зоне бетона изменялась в интервале трех порядков: от 0,001 до 3 МПа/с. Увеличение скорости нагружения изменяет как площадь разрушения, так и внешний вид конструкций после снятия нагрузки. Упругое последствие приводит к восстановлению первоначальной формы балок, подвергавшихся скоростному нагружению. После квазистатического нагружения форма балок претерпевает существенные изменения, приобретая остаточный прогиб.

ДЭ представляет не только научный, но и большой практический интерес. Так, на основе анализа процесса трещинообразования, протекающего в различных внешних условиях, в работе [38] делается вывод, что динамический удар в направлении, не совпадающем с основной нагрузкой, препятствует распространению трещин. Формула (51) и рис. 17 дают этому факту физическое объяснение. Изменение формы локального потенциального поля с по-

зиции 1 на 1 повышает энергоемкость процесса образования трещин. Теоретические основы торможения разрушения в силовых полях рассмотрены в [19]. В работе [23] приведены предварительные результаты использования ДЭ для улучшения обрабатываемости металлов и сплавов и снижения энергоемкости связанных с этим технологических процессов.

Усталость в переменных внешних полях

Под усталостью понимают процесс накопления повреждений структуры твердых тел во времени под влиянием переменных внешних полей (силовых, тепловых, радиационных, химических и других), приводящий к возникновению и развитию усталостной трещины и заканчивающийся внезапным разрушением [39]. Считается, что этот процесс характеризуется исключительной сложностью и разнообразием форм проявления. К настоящему времени основательно изучена усталость в силовых и, в меньшей степени, тепловых и радиационных полях. Относительно других ее видов имеются лишь фрагментарные сведения [1].

По мнению Екобори [25], все предложенные теории усталости в аналитической форме описывают те или иные экспериментальные факты. Обобщенной же теории не существует. В его высказываниях, относящихся к началу 1970-х годов, сквозит пессимизм относительно того, что в ближайшем будущем следует ожидать сколь-нибудь подробного и правильного объяснения всем ее аспектам. Основания для такого пессимизма не сняты и по сегодняшний день [1]. И это несмотря на то, что большинство поломок инженерных объектов связано именно с усталостью.

Доказательство двухфазной КД-сущности твердых тел [28, 40] и вывод термодинамического уравнения их состояния [23] позволяют предложить

универсальную, физически обоснованную и экспериментально подтверждаемую теорию усталости. С одной стороны, она объясняется объективно существующей КД-неоднородностью структуры твердых тел (см. рис. 3 и 4), а с другой — сама является ярким ее проявлением.

Уравнение состояния (21) можно записать так

$$PV = kTN(P, V, T).$$

При $\Delta V = 0$ и $T = \text{const}$ оно примет вид

$$PV = kTN(P)_T.$$

По аналогии с (45) найдем полный дифференциал от обеих его частей

$$PV \left(\frac{\dot{V}}{V} + \frac{\dot{P}}{P} \right) = kTN(P)_T \left[\frac{\dot{N}(P)_T}{N(P)_T} + \frac{\dot{T}}{T} \right].$$

Принимая во внимание основное термодинамическое равенство [17]: $S(T)_P = \frac{\dot{T}}{T}$ и выражение энтропии для квазидинамических процессов (22)

$\dot{S}(T)_P = k \dot{N}(T)_P$, получим уравнение термомеханической усталости

$$\frac{PV}{TN(P)_T} \left(\frac{\dot{V}}{V} + \frac{\dot{P}}{P} \right) - \dot{N}(T)_P = k \frac{\dot{N}(P)_T}{N(P)_T}. \quad (52)$$

Как частные виды из него следуют уравнения механической и термической усталости.

Действительно, в постоянном тепловом поле (когда $\dot{T} = 0$) качественных и количественных изменений межатомных связей за счет возникновения термических напряжений происходить не будет ($\dot{N}(T)_P = 0$). Тогда

$$n_m = \frac{N(P)_T}{\dot{N}(P)_T} = \frac{kTN(P)_T}{(P \pm \sigma)V\Sigma}, \quad (53)$$

где n_m — количество механических циклов ($\pm\sigma$), равное отношению общего числа парных межатомных связей $N(P)_T$ к их уменьшению за один цикл:

$$\dot{N}(P)_T, \text{ а } \Sigma = \left(\frac{\dot{V}}{V} + \frac{\dot{P}}{P} \right) - \quad (54)$$

параметр динамичности процесса.

Полагая в (52) $\dot{N}(P)_T = 0$, получим

$$n_T = \frac{N(P)_T}{\dot{N}(T)_P} = \frac{PV\Sigma}{T}, \quad (55)$$

где n_T — количество циклов термического нагружения.

Выражения (26) и (43) позволяют записать (53) и (55) в следующем виде

$$n_m = \frac{kT_{рк}}{(P \pm \sigma)} \quad (I); \quad n_T = \frac{PV}{T_k} \quad (II), \quad (56)$$

где $\kappa = 1/\Sigma$ — жесткость тела, параметр, обратный динамичности процесса.

Из (53) и (55) следует также соотношение между термической n_T и механической n_m видами циклической долговечности

$$\frac{n_T}{n_m} = \frac{\dot{N}(m)_T}{\dot{N}(T)_m}. \quad (57)$$

Видно, что оно определяется скоростями изменения не только количественных, но и качественных характеристик межатомных связей при вариации напряженностей силовых ($P \pm \sigma$) и тепловых T полей. Степень их влияния на связанную АМ-совокупность существенно различна.

В рамках КД-представлений формулы (53) и (55) можно записать так [23]:

$$n_m = \frac{kT(N)_\kappa + N_d \delta}{(m \pm \sigma)BV\Sigma} (I); \quad n_T = k(N_\kappa + N_d)\Sigma \delta (II),$$

где N_κ — компрессонная, а N_d — дилатонная фазы.

Если силовое поле вызывает лишь изменения формы МБ-распределения (например, на позиции 5, рис. 4 меняется лишь крутизна фронтов), то тепловое, затрагивая всю АМ-систему, одновременно с этим перемещает большую его часть из К- в Д-фазу (последовательность позиций 5, 6, 7). Растяжение выхолаживает его, приближая “горячее” окончание к температуре фазовых переходов Θ (она отождествляется с вертикалью bb_1), а “холодное” — к температуре T_c (вертикаль cc_c). Сжатие же, наоборот, увеличивая крутизну обоих фронтов, выводит его окончания из опасных зон. Периодическая смена состояния “сжатие—растяжение” повышает вероятность выхода концевых участков МБ-фактора за критические температуры T_c и Θ , активизируя процесс накопления повреждений структуры (заштрихованные области на позиции, см. рис. 5).

В отличие от силового тепловое поле при нагревании переводит одновременно всю АМ-совокупность в Д-фазу, а затем (при охлаждении) возвращает ее обратно. При этом несовпадение во времени процессов теплообмена в локальных микрообъемах может приводить к возникновению мощных термических напряжений. Они то и инициируют массовый отказ межатомных связей при переходе через Θ -температуру. Это означает, что в (57)

$\dot{N}(T)_P \gg \dot{N}(P)_T$. По этой причине следует ожидать, что термическая долговечность n_T будет намного меньше механической n_m . Это ожидание блестяще подтверждается на практике. Так, по данным Т. Екобори [25], разрушение в результате термической усталости происходит всего лишь за несколько термических циклов, тогда как долговечность при механическом нагружении доходит до 10^5 и более циклов.

Если в уравнении термомеханической усталости (52) вынести за скобки параметр $N(P)$, то с учетом (55) можно записать

$$n_T - \frac{1}{n_T} = k \frac{N(P)}{n_m}.$$

Приводя в левой части к общему знаменателю и полагая, что $n_T^2 > 1$, имеем

$$n_m n_T = n_m n_T = kN(P)_T, \quad (58)$$

где $n_m n_T$ — циклическая долговечность в переменных силовых и тепловых полях.

Принимая во внимание порядок величин, входящих в (58) ($k = 10^{-16}$ и $N(P)_T = 10^{24}$), получим оценку максимально возможной термомеханической

долговечности $n_{mT} = 10^8$. Практический опыт подтверждает ее [1]. Она может быть сделана сколь угодно большой, если управлять одним из полей, когда второе изменяются произвольно [19].

Из (53) и (56.1) видно, что кроме циклических напряжений ($\pm\sigma$) механическая усталость n_m зависит от следующих факторов: температуры T , плотности упаковки структуры ρ ; масштабного фактора V ; скорости деформирования

или жесткости тела k и способности структуры осуществлять теплооб-

менные процессы Это согласуется с опытными данными [1, 25, 39].

Как правило, механическую усталость оценивают по графику циклической долговечности $n_m = f(\sigma_R)$, где σ_R — предел выносливости [1]. Из (53) и (56.1) следует, что он должен иметь обратно пропорциональный характер. Опыт подтверждает это [1, 25]. Остальные же параметры $kT\rho k$ лишь уточняют его положение в системе координат. В частности, при $T = \text{const}$ и $k = \text{const}$ она находится в прямой зависимости от плотности материала ρ . На рис. 20 приведена зависимость предела выносливости при круговом изгибе от плотности при различных способах выплавки стали ШХ-15, построенная по данным работы [41].

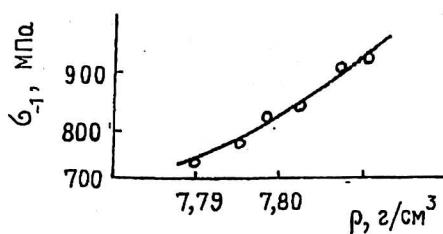


Рис. 20. Зависимость предела выносливости стали ШХ-15 от плотности при различных способах выплавки [41]

Зависимость циклической долговечности от температуры существенно сложнее. Из (53) и (56.1) видно, что тепловое поле оказывает влияние на n_m не только непосредственно (через параметр T в числителе), но и опосредованно — через изменение плотности ρ (точнее, через количество и фазовый состав межатомных связей $N(P)$) и жесткости k . Это может приводить как к снижению прочности и пластичности, так и к их повышению, что различным образом сказывается на трансформации диаграмм усталости.

Общая же тенденция при нагреве металлов характеризуется ее снижением [1]. Из (56.1) следует, что при одновременном изменении параметров T , ρ и k , это возможно только тогда, когда уменьшение ρ и k опережает эффект от увеличения T . Перепишем (56.1) в следующем виде:

$$n_m(P \pm \sigma)V = kT k(N_k + N_d)^6. \quad (59)$$

Видно, что при $V = \text{const}$ повышение T приводит к уменьшению крутизны фронтов МБ-распределения и его смещению в направлении 5, 6, 7 (см. рис. 4), сопровождающееся переводом всевозрастающей части межатомных связей из К- в Д-фазу (N_k — уменьшается, а N_d — возрастает). Дилатоны в отличие от компрессионов, имея значительную пластичность, не могут оказывать сопротивление растягивающим нагрузкам [19, 28, 40]. Поэтому повышение дилатонной концентрации существенно снижает жесткость структуры k , а значит, n_m и σ_R .

Очевидно, что при охлаждении следует ожидать обратного хода температурной зависимости циклической долговечности. Уменьшение T приводит к

возврату МБ-фактора на прежнее место (на позицию 6 или даже 5, см. рис. 4) и, как следствие, к увеличению параметров ρ и k . Это приводит к увеличению как статической σ , так и циклической σ_R прочности на базе одного и того же количества циклов (при $n_m = \text{const}$). Так оно и происходит в действительности [1]. Например, при 293 К предел выносливости сталей и сплавов 12X18H10T, 000X2H16AT6 и Д20 составляет 295, 265 и 210 МПа, а при 77 К он соответственно равен 410,655 и 275 МПа.

Кроме скалярных, в формулы (56.1) и (59) входят векторные величины: модуль сопротивления P и внешние напряжения σ . Силовое поле σ может как увеличивать P (за счет увеличения крутизны фронтов МБ-фактора на рис. 4 при сжатии), так и уменьшать его (растяжение увеличивает его размах). При $kT_{рк} = \text{const}$ сжатие уменьшает ($P - \sigma$), но увеличивает n_m . Растяжение же, наоборот, увеличивает ($P + \sigma$), но уменьшает n_m . Эксперименты целиком подтверждают эти выводы.

Так, в работе [1] на основании анализа многочисленных опытов утверждается, что снижение скорости деформирования, а тем более выдержки при растяжении уменьшает n_m и тем интенсивнее, чем больше длительность выдержки (за счет отказа связей происходит увеличение заштрихованной зоны под фигурой 5). Выдержки же в полцикле сжатия, наоборот, приводят к повышению n_m (увеличивая крутизну фронтов МБ-фактора, они предотвращают выход концевых его участков за критические температуры T_c и Θ).

И, наконец, соотношения (56.1) и (59) содержат размерный параметр V . Его наличие порождает зависимость циклической долговечности от масштабного эффекта. На основании анализа многочисленных экспериментов [1] делается вывод о том, что предел выносливости возрастает при уменьшении объема материала. Увеличение же размеров образцов повышает чувствительность структуры к концентрации напряжений. Этот вывод находится в полном соответствии с (56.1) и (59).

Кроме силовых и тепловых, на состояние твердых тел (21) влияют и любые другие внешние поля. Рассмотрим характер изменения усталостной долговечности в радиационных полях. Дифференцирование уравнения состояния в таких полях [19] дает:

$$V(P\Sigma + \varphi t \Sigma_r) = TN(P)_T \left[k \frac{\dot{N}(P)_T}{N(P)_T} + \dot{N}(T)_P \right], \quad (60)$$

где φt — доза облучения, н/см², равная произведению плотности потока ней-

тронов φ , н/см·с на время t ; $\Sigma_r = \left(\frac{\dot{V}}{V} + \frac{\dot{\varphi} t}{\varphi t} \right)$ — параметр динамичности радиа-

ционного поля, в постоянном тепловом поле $\dot{N}(T) = 0$. Откуда по аналогии с (53) получим уравнение усталости в переменных силовых и радиационных полях (механорадиационную усталость):

$$n_{mr} = \frac{kTN(P)}{V(P\Sigma + \varphi t \Sigma_r)}$$

Принимая во внимание формулу (53), запишем

$$n_{mr} = \frac{n_m n_r}{n_m + n_r}, \quad (61)$$

где $n_r = \frac{kTN(P)}{V\varphi t \sum r}$ — радиационная усталость. (62)

Получается, что механорадиационная долговечность n_{mr} значительно ниже механической n_m . К такому выводу приводит элементарная оценка: полагая в первом приближении $n_r \approx n_m$, получим $n_{mr} = \frac{n_m}{2}$.

Несмотря на весьма ограниченное число исследований такого рода усталости, в работе [1] можно найти подтверждение достоверности полученных выводов. На рис. 21 приведены результаты испытания на малоцикловую усталость стали 10ХСНД в зависимости от дозы предварительного облучения. Видно, что облученные образцы обнаруживают резкое снижение долговечности, и тем больше, чем выше доза облучения.

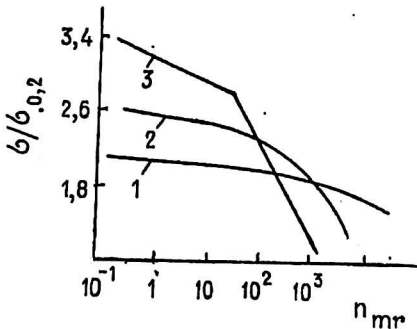


Рис. 21. Малоцикловая усталость стали 10ХСНД при следующих дозах облучения: 1 — исходное состояние; 2 — доза $3 \cdot 10^{19}$ н/см²; 3 — $1 \cdot 10^{20}$ н/см² [1]

В реальных условиях эксплуатации детали и конструкции зачастую подвергаются одновременному воздействию нерегулярных силовых, тепловых и радиационных полей. Усталость в таких условиях назовем термомеханорадиационной n_{mTr} . Переписывая (60) в следующем виде

$$\frac{\dot{N}(P)\dot{N}(T)}{N(P)} = \frac{V(P\sum + \varphi t \sum r)}{TN(P) \left[\frac{k}{N(T)} + \frac{N(P)}{N(P)} \right]}$$

и используя формулы (53), (55) и (62), получим для нее уравнение долговечности

$$n_{mTr} = n_r \left(\frac{n_T}{N(P)} + \frac{n_m}{k} \right). \tag{63}$$

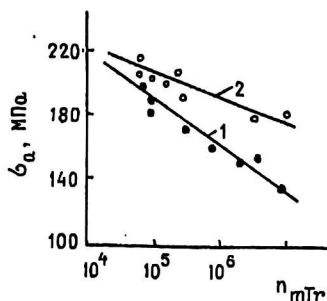
Видно, что n_{mTr} всегда больше n_r . Величина комплексной долговечности n_{mTr} зависит от совпадения или не совпадений во времени фаз циклически изменяющихся тепловых n_T , механических n_m и радиационных n_r полей. Преобладание противофазных режимов (когда одно поле стремится вывести окончание МБ-распределения в район критических температур T_c и Θ -позиция 5 на рис. 4, а другое — препятствует этому) может приводить к значительному увеличению n_{mTr} . Опытные данные подтверждают это.

В работе [1] сообщаются результаты комплексных исследований свойств нержавеющей стали 08Х18Н12Т в исходном состоянии и после наработки около 100 тыс. ч в условиях первого контура главного циркуляционного трубопровода Нововоронежской АЭС. На рис. 22 в координатах “амплитуда напряжений σ_a — долговечность n_{mTr} ” показан характер влияния наработки на

поведение этой стали при высокочастотном нагружении. Высоко- и низкочастотные испытания при симметричном и несимметричном циклах нагружения привели к следующим выводам: эксплуатационная наработка вызывает рост сопротивления усталости, выражающееся в увеличении как предела выносливости на любых базах испытания, так и долговечности при заданном уровне напряжений.

Рис. 22. Влияние эксплуатационной наработки на долговечность стали 08Х18Н12Т при высокочастотном нагружении:

1 — исходное состояние; 2 — после эксплуатации [1]



Полученные уравнения связывают циклическую долговечность n в оди-
ночных (53), (55) и (62) и комбинированных (58), (61) и (63) полях с пара-
метрами этих полей и физико-механическими характеристиками материалов
(их содержит дебаевская температура Θ [6, 19, 24]), а потому позволяют оце-
нивать усталость материалов и конструкций на стадии проектирования. Они
переводят проблему усталости из феноменологической плоскости, в которой
она сегодня находится [1], в научно-прогнозируемую. Это открывает путь к
снижению материалоемкости изделий и повышению их надежности и долго-
вечности.

Более того, выяснение механизма формирования усталостного разрушения
позволяет сформулировать концептуально новый принцип предупреждения и
снятия усталости. Путем управляемого воздействия, конкурирующего с экс-
плуатационным, не допускать трансформации заложенного в структуре МБ-
распределения, тем более значительного выхода его окончаний за критиче-
ские температуры T_c и Θ , а если такое и случается, немедленно возвращать
его в исходное состояние с тем, чтобы не допускать развития деструкцион-
ного процесса. Практическая реализация декларированного принципа воз-
можна на основе применения следующих полей: силового, теплового, маг-
нитного, электрического и их комбинаций [19, 24].

Основы прогнозирующих методов технической диагностики

В настоящее время для диагностики деталей и конструкций находят при-
менение более сотни физических методов и тысячи типов приборов [42]. Все
они используют эмпирические зависимости между изучаемым свойством и
его косвенными проявлениями. Обобщенной теории диагностики и прогно-
зирования технического состояния конструкционных материалов пока не
существует. В ее основу может быть положено уравнение состояния твердого
тела (21). Отклонение состояния от равновесного сопровождается механиче-
скими, тепловыми, ультразвуковыми, магнитными, электрическими и элек-
тронными эффектами [43]. Именно их параметры содержат информацию о
направлении его изменения.

Полный дифференциал (45) от обеих частей (21), записанный с учетом (48)

$$PV \left(\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} \right) = kTN\delta \left[\frac{dN}{N} + \frac{dT}{T} + 3 \left(\frac{dT_i}{T_i} - \frac{d\Theta}{\Theta} \right) \right]$$

позволяет понять физические процессы, протекающие в структуре материалов во внешних силовых P и тепловых T полях. Видно, что относительное изменение сопротивления $\frac{dP}{P}$ деформированию $\frac{dV}{V}$ сопровождается качественным (смена позиций МБ-фактора на рис. 4 в направлении 2, 3, 4 для хрупких и 5, 6, 7 — для пластичных тел переводит всевозрастающее число К-связей в Д-фазу) и количественным (выходом его окончаний за критические температуры T_c и Θ) изменением межатомных связей $\frac{dN}{N}$, смещением центра МБ-фактора (в направлении указанных позиций) в энергетическом пространстве $\frac{dT}{T}$ и изменением его размаха (выражение в круглых скобках), что, в соответствии с (11) и (22), равносильно нарушению исходного порядка в АМ-системе.

На микроуровне о степени упорядочения и разупорядочения можно судить по показателям твердости [44]. Именно такой, а не какой-либо иной [45] физический смысл имеет понятие "твердость". На рис. 23 приведены эмпирические распределения показателей твердости по методу пластичных деформаций d , полученные в процессе затвердевания бетонных образцов-кубов с размером ребра 20 см (возраст бетона в сутках указан на графиках). Как и на рис. 8 и 13, a через m_j на оси ординат обозначены накопленные частоты. Видно, что уплотнение материала за счет гидратации избыточных зерен цемента эквивалентно трансформации МБ-фактора на рис. 4 в направлении 4, 3, 2 или 7, 6, 5. Аналогичные результаты для металлов можно найти в работах [1, 46]. Итак, методы измерения твердости позволяют определять энергоемкость единицы объема материала, форму его МБ-фактора, а следовательно, степень упорядочения АМ-системы.

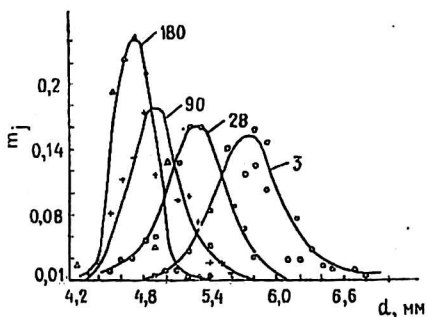


Рис. 23. Эмпирические распределения твердости одного и того же состава бетона в возрасте 3, 28, 90 и 180 сут [43]

Из (28) и (29) видно, что уровень НДС можно оценивать по величине относительных деформаций ϵ . Этот прием известен давно, так как следует из эмпирического закона Гука [1], является самым простым, а потому широко распространен. На нем основаны разнообразные измерители линейных перемещений, тензометры, методы муаровых полос реперных точек, координатных сеток и т. д.

Далее из (29) и (36) следует, что об уровне НДС σ можно также судить по изменению статистических параметров показателей твердости δd . Данные, приведенные на рис. 6, подтверждают это. Из анализа этого рисунка видно, что структурные процессы, протекающие при деформировании и разрушении, адекватно отображаются в пространстве косвенных показателей твердости. В полном соответствии с (29) их средние значения имеют тесную корреляцию прочности хрупких [44] и пластичных [1, 46, 47] материалов.

В уравнении состояния (21) все параметры (кроме Θ) универсальны. Только Θ -температура определяет индивидуальные особенности конкретных тел [6, 7]. В зависимости от их физико-химического состава она отличается от T_c не более чем на 25—30 % [19]. Как Θ , так и T_c выражаются через скорость ультразвука (V) в данном веществе (19). Из (19) и (29) следует, что $\sigma = f(V)$. Это служит физическим обоснованием для УЗ-методов технической диагностики материалов. Они находят широкое применение на практике и им посвящена обширная литература [1].

Если представить в (19) объем из (14) как $V = \gamma r_c^3 N$, умножить обе части равенства на массу атомов m и возвести их в квадрат, то после упрощения получим ту часть энергии кинетического импульса g_T (34), которая высвобождается в УЗ-диапазоне при дебаевском механизме распада связи

$$g_V = \frac{2k\gamma}{\hbar} r_c m \Theta^2, \quad (64)$$

где r_c — параметр кристаллической решетки из (6).

Перепишем (19), используя определение частоты тепловых колебаний атомов [20] $\nu = V/2r_c$

$$\Theta = \hbar \nu / k. \quad (65)$$

Подстановка в (65) частоты $\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\kappa}{m} \right)^{1/2}$, выраженной через коэффициент жесткости связи κ [11], дает

$$\kappa = c m \Theta^2, \quad (66)$$

где $c = (2\pi k / \hbar)^2$ — постоянная величина.

Характер изменения \hbar для простых твердых тел в зависимости от места их расположения в периодической системе Д. И. Менделеева можно найти в [48]. Переписывая (64) с учетом (66), получим формулу для импульса акустической эмиссии (АЭ)

$$g_V = \frac{2k\gamma}{\hbar} r_c \kappa. \quad (67)$$

Методу АЭ-диагностики посвящена обширная литература [1]. Наша цель состояла лишь в том, чтобы показать, что АЭ-импульс излучается только при выходе связи на дебаевскую температуру.

Это позволяет утверждать, что несмотря на свою привлекательность и кажущуюся объективность, метод АЭ-диагностики имеет два существенных недостатка. Во-первых, он срабатывает только тогда, когда “горячее” окончание МБ-распределения пересекает Θ -температуру (правая заштрихованная зона на позиции 5, рис. 4). На ранние же стадии энергетической перестройки структуры (внутри К- и Д-фаз) он никак не реагирует. Во-вторых, он абсолютно нечувствителен к отказу связей при T_c -температуре (левое окончание позиции 5). Действительно, в соответствии с (67) в точке $r_c \kappa = 0$, откуда $g_V = 0$. Получается, что АЭ-излучение свидетельствует только о развитии дебаевского механизма разрушения, не более того. Этих недостатков лишены тепловые методы.

Запишем (29) в следующем виде

$$\sigma = k \frac{T}{V} (N_k + N_d) d\delta, \quad (68)$$

откуда следует, что о КД-фазовых переходах $\alpha\delta$ можно судить по изменению температурного режима единицы объема материала $\frac{T}{V}$. Многочислен-

ные эксперименты подтверждают это [1, 10]. Выражение (68), напрямую связывая тепловые эффекты с механическими напряжениями σ , служит надежным основанием для термодинамических (ТД) методов диагностики и прогнозирования НДС материалов. Одним из его аналогов, который реализуется в световом диапазоне электромагнитного излучения, является поляризационно-оптический метод [49]. В отличие от него ТД-методы для определения и визуализации НДС не требуют изготовления моделей из поляризационно-активного материала.

Тепловое излучение реальных конструктивных элементов анализируется с помощью термографов. Формула (68) позволяет тарировать их в механических напряжениях (конечно, с коррекцией на естественный тепловой фон и с учетом особенностей теплового излучения конкретного материала). ТД-методы позволяют не только диагностировать НДС в данный момент времени, но и определять зоны критических температур T_c и Θ , т. е. те места изделия, где собственно зарождаются и развиваются трещины и где следует ожидать их появления в ближайшем будущем. Они проявляются по яркому свечению, возникающему при распаде связи по закону (34).

Уравнение состояния (21) позволяет с аналогичных позиций рассмотреть магнитные, электрические и любые другие методы технической диагностики.

Периодический закон изменения состояния

До сих пор изменение состояния твердых тел рассматривалось при $\Theta = \text{const}$. В уравнении состояния (21) Θ -температура учитывает индивидуальные особенности вещества. Как и любая другая (2—4), она складывается из вращательной

$T(\dot{\phi})$ и радиальной $T(\dot{r})$ частей движения составляющих ротос атомов

$$\Theta = T(\dot{\phi}) + T(\dot{r}).$$

Выражая их через атомные параметры m , n и q (4) [19], имеем

$$\Theta = 9,5 \frac{\alpha}{\gamma^3 \hbar^6} m^3 n q^6 + \frac{2}{3} \frac{\alpha}{\gamma \hbar^2} m n^{1/3} q^2.$$

На верхнем поле рис. 24 показан характер формирования теоретической однопараметрической зависимости $\Theta = f(m)$, а на нижнем — фактическая трехпараметрическая функция $\Theta = f(m, n, q)$ для большинства химических элементов. Для ее построения использовались табличные данные работы [6]. По оси абсцисс отложены относительные атомные массы химических элементов, а по оси ординат — значения их дебаевских температур (в К). На нижнем поле цифрами обозначены порядковые номера элементов в периодической системе Д. И. Менделеева.

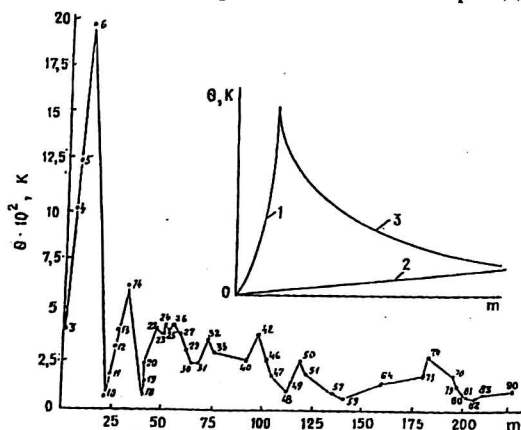


Рис. 24. Зависимость дебаевской температуры Θ от атомной массы химических элементов m [6]

Видно, что элементы со сравнительно малыми атомными массами образуют скорее ротаторы, чем осцилляторы (кубическая парабола 1 на верхнем поле). У массивных же элементов ротосы, наоборот, являются больше осцилляторами, чем ротаторами. У них преобладающий вклад в Θ -температуру вносит радиальная составляющая движения (прямая 2). В широком интервале изменения атомных масс функция $\Theta = f(m)$ имеет вид 3. Теоретические ожидания (верхнее поле) имеют хорошее совпадение с фактическими данными (нижнее поле). Периодические колебания функции $\Theta = f(m)$ относительно среднего уровня объясняются влиянием параметров n и q .

Все параметры в уравнении состояния (21) взаимосвязаны. Поэтому по известному характеру изменения Θ -температуры можно прогнозировать направление изменения всех остальных. Движение по оси ординат на рис. 24 в сторону увеличения атомных масс сопровождается непрерывным уменьшением Θ -температуры. При $T = \text{const}$ это приводит не столько к количественному, сколько к качественному изменению МБ-параметра δ . Он перераспределяет внутреннюю энергию так, что концентрация дилатонов в единице объема возрастает, а компрессионов — уменьшается [19]. Необходимость сохранения динамического равновесия требует, чтобы при этом жесткость и прочность К-фазы возрастали. Получается, что при увеличении m прочность и жесткость простых твердых тел должны возрастать, сохраняя периодические колебания своих значений при изменении n и q .

На рис. 25 приведены зависимости их модуля упругости E (а), прочности на растяжение σ_B (б) и температуры плавления T_m (в) от атомных масс m . Для построения первых двух использовались табличные данные работы [1], третьей — [50]. В работе [1] можно также найти подтверждение тому, что и плотность ρ в пределах периодической системы изменяется аналогичным образом. Убедительные доказательства того, что уравнение (21) правильно описывает состояние практически всех классов конструкционных материалов можно найти в [51]. Для анализа рис. 24 и 25 целесообразно иметь под рукой таблицу химических элементов Д. И. Менделеева.

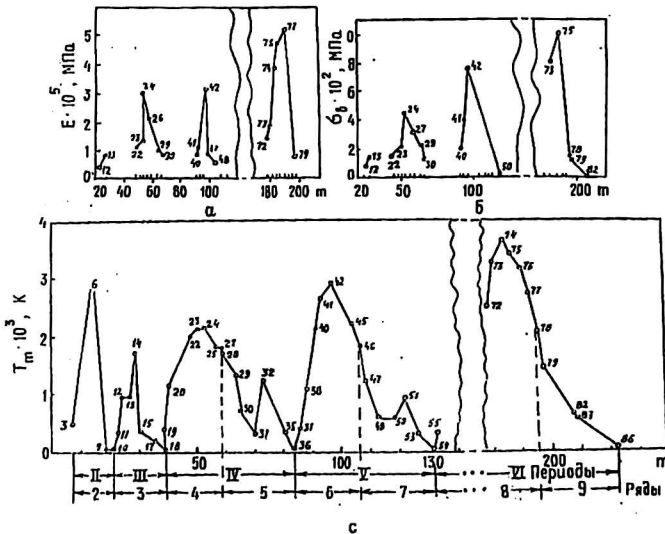


Рис. 25. Характер изменения основных параметров состояния простых твердых тел (цифры на графиках обозначают порядковые номера химических элементов в таблице Д. И. Менделеева):

а — модуль упругости E [1]; б — прочность на растяжение σ_B [1]; в — температура плавления T_m [50]

Видно, что параметры уравнения (21) на всем известном интервале атомных масс изменяются периодически. Количество и размах периодов определяются системой Д. И. Менделеева. На их границе располагаются инертные газы: неон-10, аргон-18, криптон-36, ксенон-54 и радон-86. Разрыв между 55-м и 72-м номерами объясняется нахождением здесь лантаноидных элементов. Внутри каждого периода параметры состояния имеют максимумы. Малые периоды II и III содержат один максимум, а большие IV, V, VI — два. Главный из них соответствует номерам химических элементов 6, 14, 24, 42, 74 и находится в четном ряду (4, 6, 8), а дополнительный (элементы с номерами 34 и 52) — в нечетном (5 и 7). Распространяя эту закономерность далее, следует ожидать появления дополнительного максимума и внутри 9-го ряда (между номерами 83 и 86).

Уравнение (21) охватывает все многообразие твердых тел и по своей сути является периодическим законом изменения их состояния. Оно открывает перспективу для управления процессами структурообразования и получения материалов с прогнозируемыми физико-механическими свойствами. Действительно, периодическую таблицу Д. И. Менделеева формально можно рассматривать как сочетание из 108 элементов по одному. Уравнение же (21) позволяет составить периодические системы, состоящие из сочетания этих элементов по 2, 3, 4 и т. д. и прогнозировать их свойства. В материаловедении [52, 53] интуитивно так и поступают: варьируя набором легирующих элементов и их содержанием, изменяют свойства металлов и сплавов в широких пределах. Оно может лечь в основу научно-предсказуемого, а не эмпирического материаловедения.

Аналогия между поляризацией, намагничиванием, силовым и тепловым деформированием

Отличительной особенностью любой связанной АМ системы является сосредоточение в локальной области пространства огромного количества заряженных частиц (см. рис. 1): ядер, электронов, поляризованных ионов, несимметричных молекул, совершающих движение по замкнутым траекториям (б) и сопутствующие этому движению внутренние поля: электрические, тепловые, механические, электрические и магнитные. Посредством этих полей они могут взаимодействовать друг с другом, а все вместе с внешними полями аналогичной природы.

В электрических полях диэлектрики поляризуются по закону [15]

$$M(E) = pE, \quad (69)$$

а в магнитных ферромагнетики намагничиваются [11]

$$M(H) = WH, \quad (70)$$

где M — моменты, индуцированные электрическим E и магнитным H полями;

p — поляризуемость;

W — магнитная восприимчивость вещества.

Формулы (69) и (70) абсолютно аналогичны закону Гука (28). Как и деформационная диаграмма (см. рис. 5), их графики состоят из двух независимых участков: ориентационного [11, 15] oa и деградационного [48] ab . Это означает, что под влиянием электрических, магнитных и силовых полей в структуре твердых тел протекают идентичные процессы (45).

Определение Ω -потенциала (14) и дифференциал от абсолютной температуры (2) позволяют записать

$$mV = \frac{dT}{dr} rN,$$

откуда видно, что сопротивление P деформированию V порождается только за счет появления градиента температуры в направлении r , последнее задается внешними условиями.

Уравнение состояния (21) и соотношение эквивалентности (11) позволяют сделать два принципиально важных вывода: первый — правая часть (21) содержит определенный запас кинетической энергии $U(T)$ (41), а левая — управляет процессами ее перераспределения внутри АМ-множества под влиянием внешних факторов; второй — механические свойства твердых тел неотделимы от тепловых эффектов. Так что стремление к эффективному использованию конструкционных материалов [1], равно как и создание энергосберегающих технологий, связанных с их получением [50, 52, 53] или формоизменением [2, 3, 23], а также с диагностикой и прогнозированием технического состояния [42, 43] без учета их теплофизических свойств [51], просто некорректно.

Перепишем (15) в следующем виде:

$$PV = U(T). \quad (71)$$

Дифференцируя и принимая во внимание очевидное равенство $dV = dT$, следующее из соотношения эквивалентности (11), а также преобразовав (26), получим

$$\frac{dP}{\eta + \varepsilon} + P = C, \quad (72)$$

где $C = dU(T)/dT$ — теплоемкость.

Типичный график температурной зависимости теплоемкости, подтверждаемый экспериментально [2], можно найти в любом курсе термодинамики [29] или статистической физики [17, 20, 21]. Он складывается из восходящего дебаевского участка (его определяет первый член (72)) и горизонтального (где $P = \text{const}$), подчиняющегося закону Дюлонга и Пти [17]. График же функции (71) имеет абсолютную аналогию с рис. 5.

Указанные аналогии позволяют предложить прогнозирующие методы технической диагностики материалов и конструкций [43] и перспективные технологии, облегчающие [23] или наоборот предотвращающие [19, 24] разрушение твердых тел. С одной стороны, это создает необходимые условия для решения актуальных практических задач неординарными методами, а с другой, — уберезет от возможных материальных, моральных и социальных потерь, которые являются неизбежным следствием аварий и катастроф.

Заключение

Ситуация в технике сейчас такова, что по некоторым признакам прикладные науки, обеспечивающие техногенную безопасность всех без исключения инженерных объектов, и уровень энергозатрат многих технологических процессов как бы исчерпывают свои возможности [1–3, 34, 39, 42]. Складывается впечатление, что они постепенно подходят к пределу, определенному теоретическими наработками предшествующих поколений исследователей. Автор надеется, что предлагаемая в данном обобщении система представлений о природе прочности, деформировании и разрушении твердых тел окажет на их развитие активизирующее влияние.

К этому имеются объективные основания. Уравнение состояния (21) позволяет с единых позиций объяснить многочисленные, порой противоречивые, экспериментальные факты [1, 10, 22, 25, 30] и др. С одной стороны, оно показывает, что существующая система взглядов на природу прочности [1] зачастую не отражает реальные процессы, протекающие в структуре твердых тел под влиянием внешних воздействий. Сложившаяся же на ее основе сис-

тема обеспечения надежности и долговечности инженерных объектов — пассивна, инерционна и неуправляема, а с другой, и это очень важно, — указывает пути облегчения или, наоборот, предотвращения разрушения за счет управления напряженно-деформированным состоянием. Эффект управления достигается посредством создания материалов и конструкций, адаптирующихся к условиям эксплуатации [19].

По мнению автора, изложенная концепция является той основой, которая наиболее полно и правильно отражает физическую природу сопротивления твердых тел внешним полям и агрессивным средам, а потому указывает на самое перспективное направление развития науки о прочности и ее технических приложений.

Л и т е р а т у р а

1. Троценко В. Т., Красовский А. Я., Покровский В. В., Сосновский А. А., Стрижало В. А. Сопротивление материалов деформированию и разрушению: Справочное пособие. Т. I и II. — Киев: Наук. думка, 1993. — 985 с.
2. Галяс А. А., Полюяновский С. А. Основы термомеханического разрушения горных пород. — Киев: Наук. думка, 1972. — 289 с.
3. Astakhov V. P. Metal cutting mechanics, CRC Press, Boca Raton, 1998. — 198 p.
4. 11-th International conference on the strength of materials, ICSMA-II, Fundamental aspects of the strength of crystalline materials, August 1997, Prague, Czech Republic.
5. Информация о семинаре "Физика деформирования и разрушения твердых тел" // Материаловедение. 1999. № 3. С. 39.
6. Pollock D. D. Physical properties of materials for engineers, 2-nd Edition, CRC Press, Englewood Cliffs, 1993. № 5.
7. Smith C. O. Thescience of engineering materials, Third Ed., Prentice-Hal Englewood Cliffs, 1986. № 5.
8. Александров А. П., Журков С. Н. Явление хрупкого разрыва//ОНТИ, Л., 1933.
9. Журков С. Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел//ФТТ, 1983. Т. 25: № 10. С. 3119—3123.
10. Резель В. Р., Слуцкер А. М., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. — М.: Наука, 1974. — 360 с.
11. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. — М.: Наука, 1972. — 422 с.
12. Pettifor D. G. Bonding and structure of molecules and solids. Oxford science publications, Claredon Pr., 1995.
13. Sutton A. P. Electronic structure of metals, Oxford, Claredon Press, 1993.
14. Кицфер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. — М.: Энергоиздат, 1965.
15. Богородицкий Н. П., Волокобинский Ю. М., Воробьев А. А., Тареев Б. М. Теория диэлектриков. — М.: Энергия, 1965. — 341 с.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики. Механика. Электродинамика. — М.: Наука, 1969. — 276 с.
17. Рейф Ф. Статистическая физика. — М.: Наука, 1972. — 376 с.
18. Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика. — М.: Наука, 1969. — 400 с.
19. Комаровский А. А. Управление напряженно-деформированным состоянием материалов и конструкций. — Киев: Випол, 1996. — 78 с.
20. Левич В. Г. Курс теоретической физики. Т. 1. — М.: Физматгиз, 1962. — 568 с.
21. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. — М.: Наука, 1964. — 416 с.
22. Фридель Ж. Дислокации. — М.: Мир. 1967. — 413 с.
23. Komarovskiy A. A., Astakhov V. P. Implementation of the latest breakthrough in the physics of materials in metal cutting: analysis and preliminary results.//1999 ASME International mechanic engineering congrese and exposition symposium "Mechaning science and technology" (report), Nashville, Tennessee, USA.
24. Komarovskiy A. A. Intelligent materials and structures for engineers//2-th Engineering materials symposium, 1995, Ottawa, Canada.
25. Екобори Т. Физика и механика разрушения и прочности твердых тел. — М.: Металлургия, 1971. — 263 с.
26. Герасимов Е. П., Мартынов В. М., Сасса В. С. Жаростойкие бетоны для электропечей. — М.: Энергия, 1969. — 143 с.
27. Бартнев Г. М. Строение и механические свойства неорганических стекол. — М.: Стройиздат, 1968. — 215 с.
28. Комаровский А. А. Механизм разрушения материалов и перспективные методы обеспечения их долговечности. — Киев: Знание, 1986. — 58 с.
29. Самойлович А. Г. Термодинамика и статистическая физика. — М.: Гостехиздат, 1956. — 386 с.

30. Кроль И. С., Красновский Р. О., Марков А. И. О причинах масштабного эффекта в бетоне при сжатии//Известия вузов. Сер. Строительство и архитектура. — г. Новосибирск, 1975. № 3. С. 155—159.
31. Чечулин Б. Б. Масштабный фактор и статистическая природа прочнои металлов. — М.: Metallurgizdat, 1963. — 120 с.
32. Зиобронь В. Результаты исследования масштабного эффекта в стержневой арматуре//Инженерные конструкции. Л., 1969. С. 79—83.
33. Березовик С. В., Корзун С. И., Вич И. М. Экспериментальное изучение прочности бетона на растяжение при изгибе//Сб. тр. НИИС и А. — Минск, 1979. С. 84—86.
34. Сицлард Р. Обзор долговечности преднапряженных железобетонных конструкций в США, Канаде, странах бассейна Тихого океана и Дальнего Востока: Перевод с англ. № 1747 ЦИНИС. М., 1969. — 56 с.
35. Каирикадзе О. П. Влияние скорости нагружения на деформативность и прочность бетона при сжатии//Бетон и железобетон, 1962. № 1. С. 9—11.
36. Кунтмыш М. Ф., Теддер Р. И. Влияние скорости нагружения на предел прочности горных пород при сжатии//Исследование физико-механических свойств и взрывного способа разрушения горных пород. М., 1970. С. 60.
37. Рожков А. И. О связи структурных изменений с деформациями в длительно нагруженном бетоне//Известия вузов. Сер. Строительство и архитектура, 1970. № 5. С. 14—16.
38. Финкель В. М. Физика разрушения. Рост трещин в твердых телах. — М.: Metallurgiya, 1970. — 318 с.
39. Иванова В. С., Терентьев В. Ф. Природа усталости металлов. — М.: Metallurgiya, 1965. — 456 с.
40. Komarovskiy A. A. Dilation-compression theory of deformation and fracture of engineering materials//7-th International conference on the durability of building materials and components (report), 1996, Stockholm, Sweden.
41. Кислицкий А. В., Бабей Ю. М., Карпенко Г. В. и др.//Сталь, 1965. № 2. С. 156.
42. Клюев В. В. Неразрушающий контроль и диагностика безопасности//Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1998. № 1. С. 16.
43. Комаровский А. А. Диагностика напряженно-деформированного состояния конструкционных материалов//Техническая диагностика и неразрушающий контроль, 1999. № 3. С. 17.
44. Комаровский А. А., Милов В. А. Комплексный упругопластический метод контроля прочности бетона//Строительные материалы и конструкции, 1972. № 6. С. 29.
45. Акчуриин М. М., Регель В. Р. Исследование особенностей деформационной структуры, образующейся при воздействии на кристалл сосредоточенной нагрузки (обзор)//Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1999. № 5. С. 17.
46. Гудков Ю. И., Слиаский А. А. Методы измерения твердости металлов и сплавов. — М.: Metallurgiya, 1982. — 166 с.
47. Комаровский А. А. Физические основы прогнозирования надежности конструкций инструментальными методами//Экспериментальные исследования инженерных сооружений. — Киев, 1985. С. 95.
48. Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. — М.: Высш. шк., 1966. — 225 с.
49. Щербакое В. И., Титов А. Н. Исследование кинетики трещин поляризационно-оптическим методом//Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1998. № 7. С. 44.
50. Чалмерс Б. Теория затвердевания. — М.: Metallurgiya, 1968. — 288 с.
51. Ashby M. F. On the engineering properties of materials. Overview № 80 Acta Metall. 1989, V. 37, № 5. P. 1273—1293.
52. Haasen P. Physical metallurgy. 3-th Edition, Cambridge University press, 1996. — 432 p.
53. Манский Я. С. Физические основы металловедения. — М.: Metallurgizdat, 1955. — 324 с.

Physics of deformation and fracture of the solid

A. A. Komarovskiy

Scientific-Production Association "SALUTA", Kiev, UKRAINE

The report is devoted to solving an actual physical and technical problem. For the first time a equation of the solid state is obtained. It shows that Maxwell-Boltzmann factor and Debye temperature play a fundamental role in forming of their stressed-deformed state. The Debye temperature divides all interatomic bonds of any materials into two types: compression (C) and dilation (D). CD heterogeneity of structure influences drastically the forming of the absolutely all physical and mechanical properties of the solid. It conducts a science of strength from empiric level to the physical one. An idea of possible control of deformation and fracture is formulated and theoretically proved. They allow solving actual practical problems by non-ordinary metods.