

ФРАКТАЛЬНАЯ КИНЕТИКА ПОЛЗУЧЕСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

А. И. Олемской

Процесс ползучести представлен как немарковская цепь термофлуктуационных скачков системы по минимумам фрактального рельефа, отвечающего термодинамическому потенциалу дефектной кристаллической структуры. Соответственно иерархическое поведение различных комплексов дефектов представляется движением в ультраметрическом пространстве. Установившаяся ползучесть связывается с атермическим преодолением барьеров. Выяснена природа критического замедления при логарифмической ползучести. Найдены возможные виды временной зависимости деформации. Построена диаграмма ползучести в осях напряжение—температура.

Если напряжение σ , приложенное к твердому телу, превосходит критическое значение $\sigma_k \geq 10^{-5} \mu$, задаваемое модулем сдвига μ , то наблюдается необратимая ползучесть, выражающаяся в плавном возрастании пластической деформации ε с течением времени t при постоянном напряжении $\sigma > \sigma_k$ и неполной релаксации величины $\varepsilon(t)$ к начальному значению $\varepsilon(0)=0$ при снятии нагрузки [1]. В зависимости от температуры различают неустановившуюся и установившуюся ползучести, характеризующиеся соответственно чрезвычайно медленным (приблизительно логарифмическим) и линейным нарастанием деформации со временем. Первый тип ползучести проявляется при температурах T , составляющих менее половины значения температуры плавления T_m , и характеризуется спаданием до нуля скорости деформации $\dot{\varepsilon} = d\varepsilon/dt$ в течение времени постоянного нагружения. Второй наблюдается при температурах $T > T_k$, где $T_k \geq 0.5T_m$, и характеризуется выходом скорости $\dot{\varepsilon}(t)$ при $t \rightarrow \infty$ на конечное значение $K(\sigma) \neq 0$. Вдали от точки плавления зависимость величины K от приложенного напряжения σ выражается степенным соотношением $K \sim \sigma^n$, $3 \leq n \leq 4.5$ при величинах σ намного ниже теоретической прочности $\sigma_{\max} \sim 10^{-1} \mu$ и экспоненциальной зависимостью $K \sim \exp(C\sigma/T)$, $C = \text{const}$ при $\sigma \leq \sigma_{\max}$. При переходе в область $T \leq T_m$ наблюдается диффузионная ползучесть, характеризующаяся линейной зависимостью $K(\sigma)$ (она имеет место и при малых нагрузках $\sigma < \sigma_c$).

В настоящее время удовлетворительное объяснение получили только те стороны описанной картины, которые представляются простыми моделями [1]. Наиболее ярко это проявляется вблизи температуры плавления, где диффузионная ползучесть лимитируется движением самого простого типа дефектов — вакансий, соответственно чему зависимости $\varepsilon(t) = Kt$, $K(\sigma) \sim \sigma$ имеют наиболее простой вид. При понижении температуры включаются дислокационные механизмы и картина усложняется: так, если ансамбль дислокаций эволюционирует независимо от вакансий, как это имеет место в сплавах, то имеем $\varepsilon(t) \approx Kt$, $K(\sigma) \sim \sigma^n$, $n \approx 3$; при взаимно обусловленном поведении дислокаций и вакансий (в чистых металлах) показатель n возрастает до значений $n \approx 5$ [1]. Дальнейшее включение носителей пластической деформации (дисклинаций, границ раздела и т. д.) при понижении температуры и росте напряжений приводит к нарастанию вклада $\varepsilon(t) = At^\alpha$, $\alpha < 1$ неустановившейся ползучести.

В определенном интервале температур и напряжений указанная степенная ползучесть сосуществует с логарифмической $\varepsilon(t) = B \ln(1 + \nu t)$. С дальнейшим понижением температуры и ростом напряжений установившаяся и неуставившаяся степенная ползучести пропадают и остается одна логарифмическая [1]. Таким образом, дополнительное включение механизмов, обеспечиваемых разнообразными носителями пластической деформации, приводит к ее замедлению. Если при установившейся ползучести задействованы только два типа носителей (вакансии и дислокации), то неуставившаяся стадия формируется вкладом весьма большого числа механизмов. По этой причине до настоящего времени отсутствует последовательная теория неуставившейся ползучести [1].

В последние годы, однако, предложен подход [2, 3], позволяющий охватить возможные термоактивационные механизмы в рамках единой теоретической схемы. Приложению этого метода к теории неуставившейся ползучести посвящена настоящая работа.

1. Выбор модели

Анализ изложенных экспериментальных данных [1] приводит к следующей картине ползучести. При нулевых значениях температуры и напряжения термодинамический потенциал (ТП) твердого тела в конфигурационном пространстве состояний имеет монотонно возрастающий вид с минимумом, отвечающим идеальной кристаллической структуре. Наложение нагрузки (рис. 1) приводит к появлению минимумов, отвечающих дефектам кристаллического строения: первый из них появляется при минимальном значении $\sigma_c^{(1)}$, следующий при $\sigma_c^{(2)} > \sigma_c^{(1)}$ и т. д. Повышение

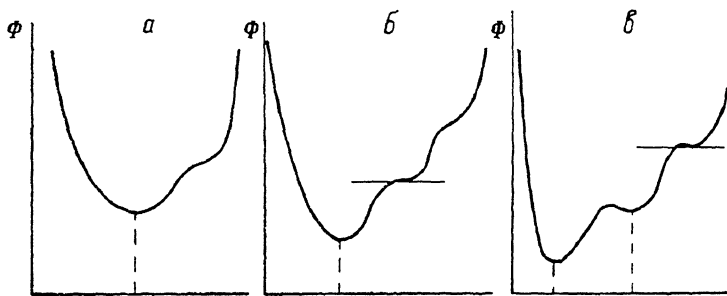


Рис. 1. Измерение термодинамического потенциала в конфигурационном пространстве состояний при увеличении нагрузки ($T=0$).

$$a - \sigma = 0, \quad б - \sigma = \sigma_c^{(1)}, \quad в - \sigma > \sigma_c^{(2)}.$$

температуры приводит, с одной стороны, к уменьшению критических значений $\sigma_c^{(n)}$, $n=1, 2, \dots$ [1], а с другой — к флуктуационной концентрации напряжений до значений $\sigma > \sigma_c^{(n)}$ и, следовательно, образованию метастабильных дефектов. Таким образом, если после наложения напряжения $\sigma < \sigma_k(T)$, где $\sigma_k \equiv \sigma_c^{(1)}$, провести разгрузку, то система не будет устойчивой ни в одном из дефектных состояний и релаксация внутренних напряжений протекает по обычному дебаевскому закону $\sigma(t) \approx \exp(-t/\tau_0)$, где τ_0 — микроскопическое время релаксации. Такая ситуация характеризует обратимую ползучесть [1].

С ростом напряжений $\sigma > \sigma_k$ сначала возникают изолированные дефекты типа вакансий и междоузельных атомов, а затем при $\sigma \gg \sigma_k$ они объединяются в кластеры и формируют более сложные образования. При этом характерно иерархическое поведение различного рода дефектов: так, точечные распределяются в соответствии с поведением линейных и поверхностных, линейные могут формировать границы раздела и т. д. На форме ТП в конфигурационном пространстве состояний это отражается

в наличии минимумов (и соответственно барьеров) различного порядка (рис. 2). Например, дислокационным образованиям отвечает минимум d , отделенный от исходного i барьером высоты Δ_d . Однако на его грубую структуру накладывается более тонкая система минимумов, каждый из которых связан, например, с характером распределения примесей в об-

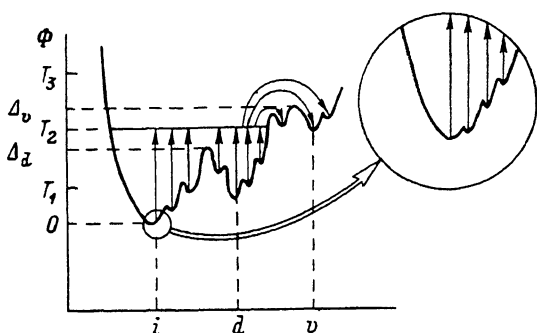


Рис. 2. Вид термодинамического потенциала в конфигурационном пространстве состояний твердого тела с дефектами при нагрузке $\sigma > \sigma_c$.

лаках Коттрелла. В свою очередь каждый из этих минимумов может иметь еще более тонкую структуру (рис. 3), связанную с электронным состоянием точечных дефектов.

В приведенной последовательности мы проследили иерархическую связь, идя вниз — от дислокаций к точечным дефектам и их электронным состояниям. Разумеется, можно проследить иерархию, идя от дислокаций вверх: дислокации объединяются в малоугловые границы, те в свою оче-

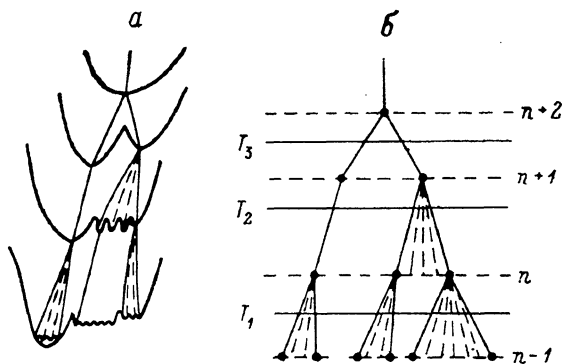


Рис. 3. Детализация вида ТП в конфигурационном пространстве при более тонком разрешении дефектной структуры (а) и соответствующее ультраметрическое пространство (б).

редь формируют блочную структуру зерна, зерна определяют поведение всего образца. В настоящее время о каждой из ступеней иерархической лестницы принято говорить как о структурных уровнях деформации и разрушения твердого тела [5]. Принято считать, что каждое конкретное явление обусловлено процессами, происходящими на определенном структурном уровне [6]: диффузионная ползучесть — вакансиями, низкотемпературная установившаяся ползучесть — дислокациями и т. д. Такой подход, однако, не объясняет явлений типа неустановившейся ползучести, в которых задействовано несколько структурных уровней, соподчиненных друг другу. Поэтому в развитие концепции структурных уровней деформации мы предлагаем рассматривать их не по отдельности, а во взаимной связи — как ступени иерархической лестницы. Основной аргумент в пользу такой связи уровней состоит в том, что на каждом из них поведение системы определяется дефектами, которые когерентно объединяются в кластеры, формирующие поведение следующего уровня.

2. Основные результаты

Строго говоря, изложенные качественные соображения о фрактальном характере рельефа ТП в конфигурационном пространстве деформированного твердого тела являются гипотезой, основанной на совпадении следующих из нее результатов с экспериментальными данными. Подобно теории спиновых стекол [2] можно доказать ее правомерность в приближении среднего поля. Действительно, с учетом пространственной неоднородности в распределении $\mathbf{j}_i \equiv \mathbf{j}(\mathbf{r}_i)$ потоков N дефектов по координатам \mathbf{r}_i , $i = 1, 2, \dots, N$ и условия неразрывности $\sum_i \mathbf{j}_i = \text{const}$ кинетическая энергия представляется в виде

$$H = \frac{1}{2} \sum_{ij} \hat{m}_{ij}^{-1} \mathbf{j}_i \mathbf{j}_j - \nu \sum_i \mathbf{j}_i, \quad (1)$$

где \hat{m}_{ij} — тензор эффективной массы, ν — множитель Лагранжа. Обычно в пренебрежении корреляцией движения дефектов принимается $\hat{m}_{ij}^{-1} = 0$ при $i \neq j$, $\hat{m}_{ii}^{-1} = \text{const} \equiv \hat{m}^{-1}$. Следуя теории среднего поля [7], мы, напротив, будем считать \hat{m}_{ij}^{-1} при $i \neq j$ случайной ненулевой величиной, разбросанной вблизи среднего значения $(N\hat{m}_0)^{-1}$ с дисперсией $(\sqrt{N}\hat{\rho})^{-1}$. Тогда после стандартной замены \mathbf{j}_i^2 на $\mathbf{j}\mathbf{j}$, где \mathbf{j} — среднее значение потока (см. ниже), приводим кинетическую энергию (1) к виду, характерному для модели Шеррингтона—Киркпатрика [7], где роль изинговских спинов играют проекции потоков $j_i \equiv \mathbf{j}_i \cdot \mathbf{n}$ вдоль направления течения \mathbf{n} ; обменный интеграл равен свертке $-\mathbf{n}\hat{m}_{ij}^{-1}\mathbf{n}$; поле представляется величиной $\nu\mathbf{n} - \mathbf{n}\hat{m}^{-1}\mathbf{j}$, где $\hat{m}^{-1} \equiv \hat{m}_{ii}^{-1}$ — регулярное одноузельное значение. Отсюда подобно [8] следует флуктуационная неустойчивость движущейся системы дефектов в области низких температур ($T < T_k$). С другой стороны, модель имеет здесь множество решений [9], а энтропия оказывается отрицательной [7]. Указанные обстоятельства обусловлены появлением неэргодичности системы дефектов [10] ниже линии неустойчивости — полное фазовое пространство Γ потоков дефектов разбивается на неперекрывающиеся подпространства Γ^α , отвечающие различным структурным уровням. В соответствии с этим термодинамическое усреднение должно выполняться в два этапа: сначала по области Γ^α , а затем, с весовыми функциями $p_\alpha \leq 1$, $\sum_\alpha p_\alpha = 1$, по их ансамблю (например, $\langle j \rangle = \sum_\alpha p_\alpha \langle j \rangle_\alpha$). Перекрывание областей Γ^α и степень иерархической соподчиненности в системе дефектов характеризуются параметрами Паризи [2, 11]

$$q_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_i \langle j_i \rangle_\alpha \langle j_i \rangle_\beta, \quad P(q) = \sum_{\alpha, \beta} p_\alpha p_\beta \delta(q - q_{\alpha\beta}). \quad (2)$$

Здесь угловые скобки означают среднее по подансамблю Γ^α , отмеченному соответствующим индексом; черта — по структурному параметру $\hat{\rho}$. Функция распределения $P(q)$, первый момент которой дает пространственный Фурье-образ (при $\mathbf{k}=0$) структурного фактора

$$S(\mathbf{r}, t) \equiv \overline{\langle j(\mathbf{r}, t) j(0, 0) \rangle} = \sum_{\alpha, \beta} p_\alpha p_\beta S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t), \quad S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t) = \overline{\langle j(\mathbf{r}, t) \rangle_\alpha \langle j(0, 0) \rangle_\beta}, \quad (3)$$

характеризует бинарное распределение перекрытий областей Γ^α . Исследуя по аналогии с [2] трехточечное распределение $P(q_1, q_2, q_3)$, можно показать, что в рамках принятой модели всегда выполняется условие ультраметричности $q_1 = q_2 \leq q_3$. Оно является выражением указанной ранее иерархической кластеризации дефектов: если выбрать две области $\Gamma^\alpha, \Gamma^\beta$ с перекрытием $q_{\alpha\beta}$ не меньше граничного значения q , то, согласно условию ультраметричности, любая третья область Γ^γ будет перекрываться с предыдущими не меньше, чем они между собой, — образуется кластер с уровнем перекрытия q .

В рамках принятой картины эволюция системы дефектов, определяющая процесс ползучести, представляется следующим образом. При наложении нагрузки в области неэргодичности $T < T_k(\sigma)$ за микроскопическое время τ_0 устанавливается термодинамическое равновесие в каждой из подсистем дефектов, отвечающих областям Γ^a . Затем устанавливается связь разных систем дефектов (структурных уровней), представляемая как движение в ультраметрическом пространстве областей Γ^a . Геометрическим образом такого пространства является дерево Кейли (рис. 3, б). Здесь структурные уровни изображаются горизонтальными уровнями n , точки на которых означают различные дефекты данного типа; связь между ними отражается ветвями дерева. Рис. 3, а показывает соответствие дерева фрактальной зависимости ТП в конфигурационном пространстве состояний.

Впервые концепция ультраметрического пространства и соответствующая ей фрактальная динамика использовались для описания чрезвычайно замедленной эволюции спиновых стекол [12]. В отличие от них дефекты кристаллического строения представляют, как будет показано ниже, неоднородную иерархическую систему, что собственно и позволило описать отдельные стороны ее поведения (установившуюся ползучесть), где иерархическая связь отражается простыми моделями типа «дислокации в облаке точечных дефектов».

Для проведения дальнейшего анализа удобно перейти к континуальному представлению ультраметрического пространства, переписывая коррелятор (3) в виде интеграла по расстоянию $\varepsilon \equiv \varepsilon_{\alpha\beta}$ в ультраметрическом пространстве

$$S(t) = \int_0^{\infty} p(\varepsilon) S_{\varepsilon}(t) d\varepsilon, \quad S_{\varepsilon}(t) = \sum_{\beta} p_{\beta} S_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где мы отвлекаемся от пространственной неоднородности в распределении дефектов; $p(\varepsilon)$ — плотность вероятности иметь системе расстояние ε . Согласно определению [2], расстояние ε между двумя точками ультраметрического пространства, отвечающими каким-либо комплексам дефектов, задается числом шагов вверх по структурным уровням дерева Кейли (рис. 3, б) до тех пор, пока не сойдутся ветви, ведущие от этих точек. Физически это означает объединение выбранных комплексов в один большой, который отвечает точке пересечения ветвей от исходных. Таким образом, уже само определение расстояния ε учитывает иерархичность системы дефектов.

Подобно тому как поток j разбивается на дрейфовую и диффузионную составляющие, полный коррелятор (4) при каждом значении температуры состоит из атермической \bar{S} и термофлуктуационной $\tilde{S}(t)$ компонент. Первая из них связана с атермическим возбуждением состояний, минимумы ТП которых лежат ниже данного значения T ; вторая — с термофлуктуационным преодолением барьеров ТП, высота которых больше T (рис. 2). В соответствии с этим удельный коррелятор $S_{\varepsilon}(t)$ сводится к постоянной в первом случае и характеризуется дебаевским поведением во втором

$$S_{\varepsilon}(t) = \begin{cases} s(\varepsilon), & \varepsilon < \varepsilon(T), \\ \bar{s}(\varepsilon) \exp(-t/\tau(\varepsilon)), & \varepsilon > \varepsilon(T). \end{cases} \quad (4a)$$

Здесь граничное расстояние $\varepsilon(T)$ задается условием $T = \Phi(\varepsilon)$, время термофлуктуации $\tau(\varepsilon)$ имеет обычный аррениусовский вид

$$\tau(\varepsilon) = \tau_0 \exp \left\{ \frac{1}{T} \int_{\varepsilon(T)}^{\infty} d\Phi(\varepsilon) \right\}, \quad (4b)$$

τ_0 — микроскопический масштаб. В результате получаем

$$S(t) = \bar{S} + \tilde{S}(t), \quad \bar{S} = \int_0^{\varepsilon(T)} p(\varepsilon) s(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5)$$

$$\tilde{S}(t) = \int_{\varepsilon(T)}^{\infty} p(\varepsilon) s(\varepsilon) \exp \left\{ -\frac{t}{\tau_0} \left[\exp \left(\frac{1}{T} \int_{\varepsilon(T)}^{\infty} d\Phi(\varepsilon) \right) \right]^{-1} \right\} d\varepsilon. \quad (6)$$

В иерархически однородных системах типа спиновых стекол атермическая компонента \bar{S} имеет тривиальный смысл, и ее обычно опускают [3].

В нашем случае это неправомерно, поскольку при определенных условиях (см. ниже) некоторые типы дефектов (дислокации, вакансии и др.) могут давать вклад в ползуемость независимо от других. На зависимости ТП от конфигурационной координаты (рис. 2) это выражается в наличии минимумов, отделенных от исходного состояния i барьерами большой высоты Δ_m , $m=1, 2, \dots$. Соответственно ультраметрическое пространство изображается сильно неоднородным деревом Кейли, ветвистость которого исчезает при расстояниях ε_m , задаваемых условием $\Phi(\varepsilon) = \Delta_m$. Это отражается приписыванием плотности вероятности $p(\varepsilon)$ распределения в ультраметрическом пространстве δ -образных особенностей

$$p(\varepsilon) = p_0(\varepsilon) + \sum_m p_m \delta(\varepsilon - \varepsilon_m), \quad (7)$$

где $p_0(\varepsilon)$ — плавная зависимость, отвечающая однородному распределению. При данной температуре T атермически проявляются только те особенности, которые удовлетворяют условию $\Delta_m < T$. В результате атермическая компонента коррелятора потоков дефектов принимает вид

$$\bar{S} = S_0 + \sum'_m S_m, \quad S_0 = \int_0^{\varepsilon(T)} p_0(\varepsilon) s(\varepsilon) d\varepsilon, \quad S_m = p_m s(\varepsilon_m), \quad (8)$$

где штрих означает, что суммирование проводится при условии $\Delta_m < T$ (или эквивалентно $\varepsilon_m < \varepsilon(T)$). Монотонно изменяющуюся составляющую S_0 можно переписать следующим образом:

$$S_0 = S_0^{(0)} + \sum'_m S_0^{(m)}, \quad S_0^{(m)} = \int_{\Delta_m}^{\Delta_{m+1}} p_0(\varepsilon) s(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (9)$$

Нулевое слагаемое $S_0^{(0)}$, отвечающее исходному минимуму ТП i , для потоков обращается в нуль по определению, остальные перенормируют величины S_m . Принимая эту перенормировку проведенной, слагаемое S_0 в (8) можно опустить. Коррелятор потоков принимает окончательно вид

$$S(t) = \sum'_m S_m + \tilde{S}(t), \quad (10)$$

где постоянные атермические слагаемые S_m определяются последней формулой (8), а переменная составляющая $\tilde{S}(t)$ выражением (6).

Характерная особенность атермических слагаемых S_m состоит в их включении с ростом температуры: так, при $T < \Delta_1$ все члены $S_m = 0$, в интервале $\Delta_1 < T < \Delta_2$ имеем одно ненулевое слагаемое S_1 , в общем случае $\Delta_m < T < \Delta_{m+1}$ отличны от нуля слагаемые от S_1 до S_m . Перенормировка слагаемых S_m добавками $S_0^{(m)}$ обуславливает их зависимость от величин T , σ . Поскольку с ростом температуры и уменьшением напряжений ТП в зависимости от конфигурационной координаты сглаживаются (рис. 1; 3, б), то распределение $p_0(\varepsilon)$ сужается и слагаемые $S_0^{(m)}$ возрастают. Таким образом, можно заключить, что атермические слагаемые S_m возрастают при увеличении температуры и уменьшении напряжений.

Переходя к анализу временной зависимости $\tilde{S}(t)$, отметим, что, согласно (6), она определяется формой зависимости функции 'распределения' $P(\varepsilon) = p(\varepsilon) \tilde{s}(\varepsilon)$, с одной стороны, и скоростью $\Phi'(\varepsilon) \equiv d\Phi(\varepsilon)/d\varepsilon$ нарастания высоты ТП в ультраметрическом пространстве — с другой. Последовательное определение этих зависимостей приводит к отдельной задаче, решение которой сейчас отсутствует. Однако, интересуясь асимптотическим поведением коррелятора $\tilde{S}(t)$ при $t \rightarrow \infty$, можно воспользоваться мажорантом зависимостей $P(\varepsilon)$, $\Phi'(\varepsilon)$. Так, для первой принимаем два случая

$$P_h(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-D}, \quad P_s(\varepsilon) \propto e^{-\varepsilon/\zeta}, \quad (11)$$

где $0 < D < 1$ — размерность фрактального пространства; ζ — постоянная, определяющая глубину иерархической связи. Медленно спадающая степенная зависимость $P_h(\varepsilon)$ характеризует сильную иерархическую связь; экспоненциально спадающая зависимость $P_s(\varepsilon)$ отвечает слабо иерархическим системам.

Что касается формы фрактального рельефа, то она может быть аппроксимирована зависимостями вида $(\Delta, a, \varepsilon_0$ — постоянные)

$$\Phi'_p(\varepsilon) = \Delta \varepsilon^a, \quad \Phi'_e(\varepsilon) = (\Delta/\varepsilon_0) e^{\varepsilon/\varepsilon_0}, \quad (12)$$

выбор которых ограничен условием нарастания функции $\Phi(\varepsilon)$. В отличие от скорости $\Phi'(\varepsilon)$ для самой зависимости $\Phi(\varepsilon)$ следует выделять случай $a = -1$, в результате чего получаем три вида фрактального рельефа

$$\Phi_l(\varepsilon) = \Delta \ln(\varepsilon/\varepsilon_0), \quad \Phi_p(\varepsilon) = \Delta(a+1)^{-1} \varepsilon^{a+1}, \quad \Phi_e(\varepsilon) = \Delta e^{\varepsilon/\varepsilon_0}. \quad (13)$$

Подставляя зависимости (11), (13) в выражение (6), методом перевала находим асимптотики $t \rightarrow \infty$ (см. таблицу). При плавном степенном рас-

Асимптотический вид зависимости $\tilde{S}(t)$ в пределе $t \rightarrow \infty$

$\tilde{S}(t)$	$\Phi_l(\varepsilon)$	$\Phi_p(\varepsilon)$	$\Phi_e(\varepsilon)$
$P_h(\varepsilon)$	$t^{-D} T/\Delta$	$\left(\frac{T}{\Delta} \ln \frac{t}{\tau_0}\right)^{-D/(a+1)}$	$\left[\varepsilon_0 \ln \left(\frac{T}{\Delta} \ln \frac{t}{\tau_0}\right)\right]^{-D}$
$P_s(\varepsilon)$	$e^{-t/\beta}, \beta = (1 + \Delta/T)^{-1}$	$\exp\left\{-\left(\frac{T}{\Delta} \ln \frac{t}{\tau_0}\right)^{1/(a+1)}\right\}$	$\left(\frac{T}{\Delta} \ln \frac{t}{\tau_0}\right)^{-\varepsilon_0/\zeta}$

пределении $P_h(\varepsilon)$ траекторий в ультраметрическом пространстве (сильно иерархические системы) логарифмическое нарастание $\Phi_l(\varepsilon)$ высоты фрактального рельефа дает степенное поведение коррелятора (6), степенное нарастание рельефа $\Phi_p(\varepsilon)$ приводит к более медленной логарифмической зависимости $\tilde{S}(t)$, экспоненциальное $\Phi_e(\varepsilon)$ дает двойную логарифмическую зависимость $\tilde{S}(t)$. Соответственно при быстро спадающем экспоненциальном распределении $P_s(\varepsilon)$ (слабо иерархические системы) имеем последовательно закон Колеерауша [12], квазистепенное и логарифмическое спадание. Согласно [13, 14], такая ситуация, по-видимому, не зависит от ветвистости дерева Кейли и сохраняется при случайном ветвлении. Характерно, что при степенном и экспоненциальном нарастании высоты фрактального рельефа максимальное значение коррелятора $S(t) \sim 1$ удерживается при температурах ниже значения

$$T_f(t) \leq \Delta / \ln(t, \tau_0). \quad (14)$$

Как видно из таблицы, в сильно иерархических системах критическое замедление пластического течения (переход от экспоненциального режима к степенному) реализуется уже при бесконечно медленном (логарифмическом, $a = -1$) нарастании высоты фрактального рельефа $\Phi(\varepsilon) \sim \varepsilon^{a+1}$. В слабо иерархических системах это происходит только при нарастании,

более быстром, чем линейное ($a > 0$). Отсюда следует, что в первом случае роль масштабного фактора играет величина ε_0 , а во втором показатель a , ограниченный значением $a_{\min}=0$. В предкритическом режиме ($\varepsilon_0 \rightarrow \infty$, $a < -1$) замедление сказывается только в начальный период $t \ll \tau_{\max}$, а при $t > \tau_{\max}$ имеем $\dot{S}(t) \sim \exp(-t/\tau_{\max})$ [12]. С учетом формул (4б), (12) можно заключить, что максимальное время релаксации, разграничивающее режимы временного поведения, составляет $\tau_{\max} \sim \varepsilon_0$ в сильно иерархических системах и $\tau_{\max} \sim \exp(b/a)$ в слабо иерархических, где параметр b слабо зависит от температуры. В отличие от него величины $\varepsilon_0(T)$, $a(T)$ обращаются в нуль в точке $T=T_0$ и можно принять $\varepsilon_0(T) \sim T-T_0$, $a(T) \sim T-T_0$. В результате получаем

$$\tau_{\max} \sim (T-T_0), \quad \tau_{\max} \sim \exp\{\text{const}/(T-T_0)\} \quad (15)$$

в сильно и слабо иерархических системах соответственно.

3. Обсуждение результатов

Приступая к интерпретации полученных данных применительно к процессу ползучести твердых тел, будем исходить из того факта, что временная зависимость $\dot{\varepsilon}(t)$ скорости деформации определяется условной вероятностью иметь дефектом структуры в данный момент t поток $j(t)$, если в начальный момент $t=0$ он составлял $j(0)$. Иными словами, с точностью до несущественного множителя мы полагаем совпадающими коррелятор $S(t)$ (см. (3)) и скорость ползучести $\dot{\varepsilon}(t)$. Согласно [1], величина последней представляется суммой

$$\dot{\varepsilon}(t) = K + \delta\dot{\varepsilon}(t), \quad (16)$$

постоянное слагаемое K которой характеризует установившуюся ползучесть, а спадающий вклад $\delta\dot{\varepsilon}(t)$ неустановившуюся. Сравнивая определение (16) с основным нашим результатом (10), для скорости установившейся ползучести находим

$$K = \sum_m K_m, \quad K_m = S_m \Theta(T - \Delta_m), \quad (17)$$

где величина $S_m = S_m(T, \sigma)$ монотонно возрастает с температурой и напряжением (см. гл. IV в [1]), $\Delta_m = \Delta_m(\sigma)$ — спадающая зависимость (см. раздел 1), $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$. Неустановившаяся ползучесть $\delta\dot{\varepsilon}(t)$ асимптотически представляется зависимостями (см. таблицу).

Развитая картина позволяет сопоставить различным режимам ползучести диаграмму (рис. 4). Установившаяся ползучесть, отвечающая атермическому преодолению барьеров Δ_m , реализуется при высоких температурах ($T > \Delta_1$). Поскольку на опыте [1] с ростом температуры первым проявляется дислокационный механизм установившейся ползучести, а затем (вблизи плавления) вакансионный, то можно заключить, что $\Delta_a < \Delta_b$ (рис. 2). Вместе с тем не следует думать, что в установившуюся ползучесть не дают вклада другие механизмы — зернограничный, движения границ как целого и т. д. Действительно, при наложении достаточно высоких напряжений в первую очередь реализуются наиболее эффективные механизмы ползучести: сначала смещение макроскопических объемов, затем конгломератов зерен, их границ, дисклинаций, дислокаций и, наконец, точечных дефектов [5, 6]. В рамках нашей схемы это означает, что с ростом температуры в указанной последовательности преодолеваются барьеры Δ_m , т. е. наиболее низким из них обладают макрообъемы, затем конгломераты зерен, отдельные зерна и т. д. Соответственно при смещении к основанию дерева Кейли сначала отделяется ветвь макрообъемов, затем (при дальнейшем движении вверх) ветви конгломератов зерен, отдельных зерен и т. д. То, что в экспериментах [1] проявились только два из указанных механизмов, указывает на интенсивность их

вклада S_m в установившуюся ползучесть: очевидно, вклад движения макрообъемов меньше, чем для конгломератов зерен; соответственно для последних он меньше, чем для отдельных зерен, и т. д. Иными словами, в иерархии механизмов установившейся ползучести наблюдается следующее соответствие: чем больше величина Δ_m в ряду возможных барьеров, тем меньше соответствующий вклад S_m в скорость ползучести (сложные носители пластической деформации для включения в процесс ползучести требуют преодоления малого барьера Δ_m , но обладают малой подвижностью S_m). Указанная зависимость подтверждается при расчете величин S_m применительно к конкретным механизмам. Так, в зависимости от напряжений σ для дислокаций в поле «своих» точечных дефектов (вакансий) получено $S_1 \sim \sigma^4$,⁵ при замене вакансий атомами примеси $S_2 \sim \sigma^3$ и в случае чисто вакансионного механизма $S_3 \sim \sigma$ [1]. Поскольку полученные соотношения представляют первые члены ряда по малой величине σ/μ , то можно заключить, что при данном значении σ имеем $S_1 < S_2 < S_3$.

Что касается неустановившейся ползучести, то из таблицы зависимостей $\dot{\epsilon}(t)$ видно, что отвечающая логарифмической ползучести асимптотика $\dot{\epsilon}(t) \sim \dot{\epsilon}(t) \sim t^{-1}$ может реализоваться только при логарифмически медленном нарастании высоты фрактального рельефа в сильно иерар-

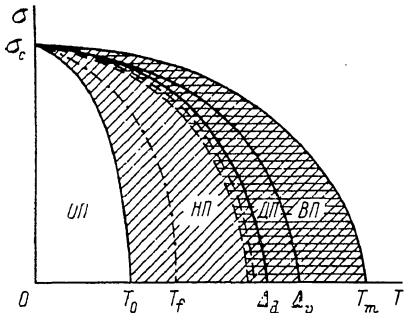


Рис. 4. Диаграмма ползучести.

ОП, ЛП, ДП, ВП — области обратимой, необратимой, дислокационной и вакансионной ползучести. Штриховкой отмечена область неустановившейся ползучести, двойной штриховкой — установившейся.

хических системах и при степенном — в слабо иерархических. По-видимому, система дефектов является слабо иерархической: так, поведение зерна как целого обуславливается поведением его границ, но практически не чувствительно к перераспределению дислокаций и точечных дефектов, действие которых опосредовано через границы [1]. Кроме того, можно показать, что экспоненциальному нарастанию $\Phi_e(\epsilon)$ высоты рельефа в ультраметрическом пространстве отвечает линейное увеличение ТП с объемом реального геометрического.¹

Таким образом, только в том случае, если носитель пластической деформации проявляет себя как термодинамическая фаза, ему можно сопоставить зависимость $\Phi_e(\epsilon)$. Очевидно, такая ситуация реализуется начиная с зерен, а наблюдаемые на опыте [1] дислокационная и вакансионная ползучести характеризуются более слабой степенной зависимостью $\Phi_p(\epsilon)$. В результате для скорости неустановившейся ползучести получаем

$$\dot{\epsilon}(t) = A \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta}{T} \ln \frac{t}{\tau_0} \right)^{1/(1+a)} \right\}, \quad (18)$$

где A — некоторая постоянная; характерная высота рельефа $\Delta \equiv \Delta_1$ монотонно спадает с ростом напряжений; температурная зависимость показателя a аппроксимируется в виде $a \sim T - T_0$. При температурах T ниже точки T_0 , когда $a < 0$, зависимость (18) носит экспоненциальный характер; в точке $T = T_0$ она становится гиперболической

$$\dot{\epsilon}(t) = \epsilon_0 t^{-1}, \quad \epsilon_0 = A \tau_0 \exp(-\Delta/T) \quad (19)$$

и выше T_0 имеет квазистепенной вид $\dot{\epsilon}(t) \sim t^{-\gamma}$, где показатель γ спадает с температурой в интервале от 1 до 0.

¹ Действительно, если удвоению размера кластера дефектов в реальном геометрическом пространстве отвечает один шаг по уровням n в ультраметрическом, то числу ϵ таких шагов — объем $2^{\epsilon} = e^{\epsilon \ln 2}$.

Таким образом, температура T_0 играет роль точки, начиная с которой проявляется критическое замедление скорости ползучести. С другой стороны, было выяснено, что выше T_0 такое замедление существенно только до момента τ_{\max} , задаваемого первой формулой (15). В результате получаем следующую картину неустановившейся ползучести. До температуры T_0 существенны только те механизмы ползучести, которые дают экспоненциально быстрое спадание скорости $\dot{\epsilon}(t)$ (мы отвлекаемся от различия в дебаевском поведении и законе Колерауша [12]). Таким образом, величина $T_0(\sigma)$ задает верхнюю границу области обратимой ползучести (рис. 4). Выше T_0 задействуются механизмы деформации, характеризующиеся нарастающей скоростью $\Phi'(\epsilon)$ изменения фрактального рельефа. Физически это означает включение в процесс деформации таких связанных комплексов дефектов, которые обуславливают увеличение ТП более быстрое, чем для независимых дефектов. Это приводит к критическому замедлению скорости ползучести: непосредственно в точке $T=T_0$ до логарифмического поведения деформации $\epsilon(t)$, с ростом $T-T_0$ включаются более медленные механизмы. Такое замедление деформации воспринимается на опыте как полная остановка при температурах ниже точки замерзания T_f , даваемой соотношением (14). Однако действие указанных механизмов проявляется только до момента ограниченного временем τ_{\max} . При $t \gg \tau_{\max}$ иерархическая связь в поведении различного рода дефектов нарушается и ползучесть опять убыстряется.

Представленная картина отвечает реализации одной иерархической ветви, когда задействованы лишь состояния исходного минимума ТП i (рис. 2). При температурах $T > \Delta_1$, кроме атермических процессов установившейся ползучести, становятся существенными термодинамические процессы, связанные с возбуждением состояний дислокационных, вакансионных и других комплексов. Поскольку каждому из них отвечает своя иерархическая ветвь на дереве Кейли (рис. 3, б), а следовательно, и свой закон спадания коррелятора $\tilde{S}(t)$, то с появлением установившейся ползучести изменяется также и неустановившаяся — вместо одной зависимости $\tilde{S}(t)$ получаем суперпозицию слагаемых, отвечающих различным параметрам a . Именно такая ситуация и отвечает экспериментальной [1].

Отметим в заключение следующее важное отличие рассмотренной системы дефектов кристаллического строения и спинового стекла, по аналогии с которым мы провели рассмотрение временной зависимости отклика на внешнее механическое воздействие. Оно связано с тем, что в спиновом стекле роль мельчайших структурных единиц иерархической системы играют спины, полное число которых $N_0 \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, тогда как плотность дефектов $N \ll N_0$. Поскольку ползучесть связана с эволюцией дефектов, а не атомов кристалла, то ее особенности определяются поведением ансамбля дефектов. Однако их вклад в термодинамические характеристики в $N_0/N \gg 1$ раз меньше атомного и практически не обнаружим на фоне атомного. Причина этого состоит, по-видимому, в том, что термическое возбуждение воспринимается всей атомной системой твердого тела, а механическое (точнее, его пластическая составляющая) — только дефектами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Физическое металловедение, в. 3. Дефекты кристаллического строения. Механические свойства металлов и сплавов / Под ред. Р. Кана. М.: Мир, 1968, с. 216—247.
- [2] Mezard M., Parisi G., Sourlas N. et al. J. Physique, 1984, vol. 45, N 5, p. 843—854.
- [3] Dotsenko Vik. S. J. Phys. C, 1985, vol. 18, N 32, p. 6023—6031.
- [4] Олемской А. И., Петрунин В. А. Изв. вузов. Физика, 1987, № 1, с. 82—121.
- [5] Панич В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985. 230 с.
- [6] Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
- [7] Kirkpatrick S., Sherrington D. Phys. Rev. B, 1978, vol. 17, N 11, p. 4384—4403.
- [8] De Almeida J. R. L., Thouless D. J. J. Phys. A, 1986, vol. 11, N 5, p. 983—990.

- [9] *Thouless D. J., Anderson P. W., Palmer R. G.* Phil. Mag., 1977, vol. 35, N 3, p. 593—601.
- [10] *Palmer R. G.* Adv. Phys., 1982, vol. 31, N 6, p. 669—735.
- [11] *Parisi G.* Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 50, N 24, p. 1946—1948.
- [12] *Palmer R. G., Stein D. L., Abrahams E., Anderson P. W.* Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 53, N 10, p. 958—961.
- [13] *Ogielski A. T., Stein D. L.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 55, N 15, p. 1634—1637.
- [14] *Kumar D., Shenoy S. R.* Phys. Rev. B, 1986, vol. 34, N 5, p. 3547—3550.

Институт физики прочности
и материаловедения СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
24 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
14 июня 1988 г.