

УДК 539.376; 539.214

КИНЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКО-ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ

В. М. Грешнов, Р. И. Шайхутдинов, И. В. Пучкова

Уфимский государственный авиационный технический университет, 450000 Уфа, Россия
E-mails: Greshnov_VM@list.ru, Shaykhutdinovri@gmail.com, puchkova_iv@mail.ru

С использованием физико-математической теории необратимых деформаций металлов построена кинетическая модель длительной прочности. Предложен алгоритм математического моделирования процесса, происходящего при растяжении образцов. Приведены результаты экспериментальной проверки одноосной модели длительной прочности. Показано, что предложенная модель отличается от известных тем, что в ней содержатся физические структурные параметры (скалярные плотности дислокаций и микротрещин) и кинетические уравнения для них.

Ключевые слова: необратимая деформация, дислокационная ползучесть, вязкое разрушение, структурно-феноменологический подход, длительная прочность.

DOI: 10.15372/PMTF20170118

Введение. Характеристикой прочности конструкционного материала, в течение длительного времени находящегося в напряженном состоянии при высокой температуре, является предел длительной прочности [1]. При проведении расчетов металлических конструкций широко используются математические модели необратимых деформаций, а именно модели пластичности, ползучести, длительной прочности, релаксации напряжений. Для описания длительной прочности при сложном напряженном состоянии применяются критериальный и кинетический подходы [2]. Критериальный подход используется при анализе длительной прочности в условиях стационарного нагружения.

В настоящее время развивается кинетическая теория ползучести и длительной прочности [2–4]. В эту теорию Ю. Н. Работновым [5] и Л. М. Качановым [6] были введены структурные параметры. Данные параметры вводятся формально, являются макрохарактеристиками процесса и характеризуют поврежденность материала, что затрудняет формулирование феноменологических кинетических уравнений [4].

Начиная с 70-х гг. XX в. в ряде работ предпринимались попытки связать макропараметр поврежденности с изменением структуры металла, в частности с зарождением и развитием микропор [7–9].

Целью данной работы является построение кинетической модели длительной прочности металлов в рамках развиваемой авторами теории необратимых деформаций [10, 11].

1. Физико-феноменологическая модель длительной прочности. Ниже излагаются общие положения теории необратимых деформаций металлов и модель длительной прочности.

1.1. *Общие положения теории необратимых деформаций металлов.* В работах [10, 11] сформулирована теория необратимых деформаций металлов, построенная с использованием основных положений физики и механики прочности и пластичности и имеющая дедуктивный характер. В основу теории положены принятые в физике прочности и пластичности положения. Согласно первому положению необратимая деформация и вязкое разрушение металлов представляют собой единый необратимый многостадийный физический процесс, происходящий при одновременном протекании процессов упрочнения и разупрочнения, образования зародышевых микротрещин (деформационной поврежденности) и их “залечивания”. Для описания этого процесса формулируются два кинетических уравнения баланса для структурных параметров (скалярных плотностей неподвижных дислокаций ρ_s и микротрещин N_m):

$$\frac{d\rho_s}{dt} = \rho_g \nu_{gs} - \rho_s \nu_{s0}; \quad (1)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = \xi_0 \rho_s \nu_{sm} - N_m \nu_{md}. \quad (2)$$

Здесь $\nu_{s0} = \nu_{sg} + \nu_{sr} + \nu_{sm}$ — суммарная частота уменьшения плотности неподвижных дислокаций; ν_{sg} — частота превращения неподвижных дислокаций в подвижные; ν_{sr} — частота исчезновения дислокаций вследствие разупрочнения (аннигиляции и рекристаллизации); ν_{sm} — частота уменьшения плотности дислокаций за счет образования зародышевых деформационных микротрещин; ν_{gs} — частота остановки подвижных (вносящих вклад в деформацию) дислокаций ρ_g вследствие наличия барьеров s ; t — время; ξ_0 — безразмерный множитель, учитывающий геометрию дислокаций и микротрещин и равный средней длине зародышевых микротрещин $\bar{\xi} = 10^{-5}$ см [10]; ν_{md} — частота термофлуктуационного “залечивания” микротрещин под действием гидростатического давления.

Согласно второму положению в случае неравновесного процесса необратимой деформации металлов связь напряжения σ , скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ и температуры T определяется процессами упрочнения и разупрочнения и описывается известным в металлофизике уравнением

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U - \tau V}{kT}\right), \quad (3)$$

где ε — интенсивность необратимых деформаций; $\dot{\varepsilon}_0$ — не зависящий от температуры T предэкспоненциальный множитель; U — энергия активации микромеханизма, от которой зависит $\dot{\varepsilon}$; τ — интенсивность касательных напряжений; V — активационный объем; k — постоянная Больцмана.

Для получения замкнутой системы уравнений к (1)–(3) добавляются следующие известные в металлофизике уравнения [12, 13]:

$$\dot{\varepsilon} = \rho_g b v; \quad (4)$$

$$\nu_{s0} = \nu_0 \exp\left(-\frac{U - \sigma V_{s0}/m}{kT}\right); \quad (5)$$

$$\nu_{sm} = \nu_{sm}^0 \exp\left(-\frac{U_{sm} - \sigma V_{sm}/m}{kT}\right); \quad (6)$$

$$\nu_{md} = \nu_{md}^0 \exp\left(-\frac{U_{md} - p V_{md}/M}{kT}\right). \quad (7)$$

Здесь U , U_{sm} , U_{md} — энергии активации микромеханизмов разупрочнения, зарождения и “залечивания” микротрещин соответственно; V_{s0} , V_{sm} , V_{md} — соответствующие активационные объемы; $p = -\sigma_0 = -\sigma_{ii}/3$ — гидростатическое давление; σ_0 — среднее нормальное

напряжение; $m = 3,1$ — фактор Тейлора для поликристаллов с хаотическим разориентированием зерен; M — фактор, учитывающий кристаллографическую ориентацию микротрещин (при хаотическом разориентировании, по-видимому, $M = m = 3,1$); v — средняя скорость скольжения дислокаций при наличии барьеров; b — осредненный по системам скольжения модуль вектора Бюргерса дислокаций.

Уравнения (5)–(7) учитывают термофлуктуационный характер механизмов соответствующих процессов. Согласно уравнению Орована (4) скорость необратимой деформации пропорциональна потоку подвижных дислокаций $\rho_g v$. Экспоненты в правых частях (5)–(7) имеют смысл вероятностей срыва неподвижных дислокаций с барьера, образования зародышевой микротрещины и “залечивания” микротрещины соответственно.

Следует отметить, что в предлагаемом подходе не учитываются упругие деформации, так как строится теория больших необратимых деформаций, которые не разделяются на активные (пластические) деформации и деформации ползучести. Полагается, что микро-механизмы необратимых деформаций являются термоактивируемыми. При этом “холодная” деформация рассматривается как частный случай [11].

Для определения входящих в формулы (5)–(7) величин используем известные представления об атомных механизмах зарождения и “залечивания” микротрещин [14].

Наиболее вероятным механизмом зарождения микротрещин при необратимых деформациях, возникающих вследствие дислокационного скольжения, является зарождение их в “голове” плоского дислокационного скопления (рис. 1) [14]. Этот дислокационный ансамбль обладает следующим свойством: в его “голове” (дислокация I) напряжение $\tau_{\max} = n\tau_s$ (n — число дислокаций в скоплении; τ_s — среднее касательное напряжение

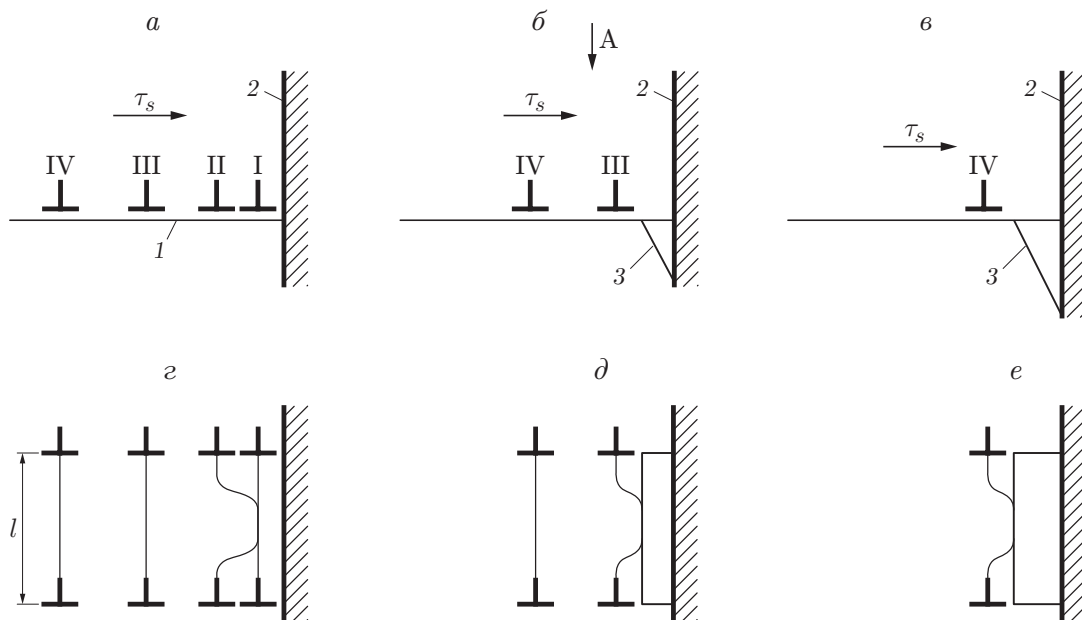


Рис. 1. Механизм зарождения микротрещины в “голове” заторможенного плоского дислокационного скопления:

a, г — образование парного перегиба на второй дислокации в скоплении, *б, д* — зарождение микротрещины за счет слияния ядер первой и второй дислокаций, *в, е* — рост зародышевой микротрещины за счет попадания в нее других дислокаций скопления; *a–в* — вид сбоку на плоскость скольжения, *г–е* — вид сверху на плоскость скольжения; I–IV — дислокации; 1 — плоскость скольжения, 2 — барьер, 3 — зародышевая микротрещина

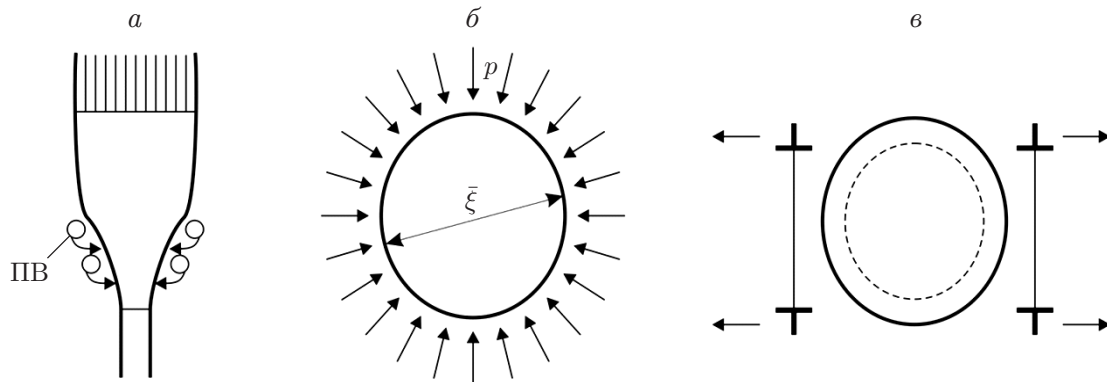


Рис. 2. Этапы “залечивания” дислокационной микротрещины под действием гидростатического давления p :

a — дислокационная микротрещина, b — превращение микротрещины в микропору за счет поверхностной диффузии, $в$ — схлопывание микропоры за счет испускания призматических дислокационных петель межузельного типа под действием сжимающего напряжения (гидростатического давления); ПВ — поток вакансий

в плоскости скольжения, наведенное внешними силами). Поэтому не зависящие от температуры предэкспоненциальные множители в (5), (6), определяющие количество попыток (в единицу времени) преодоления неподвижной дислокацией барьера, равны между собой и равны частоте тепловых колебаний дислокационного сегмента длиной $l = 1/\sqrt{\rho_s}$, в котором содержится $1/(\sqrt{\rho_s}b)$ ионов. Один ион в кристаллической решетке колеблется с частотой Дебая $\nu_D \simeq 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [12], частота колебаний $1/(\sqrt{\rho_s}b)$ ионов равна $\nu_D b \sqrt{\rho_s}$.

Процессы превращения дефектов кристаллической решетки $s \rightarrow g$, $s \rightarrow r$ обусловлены диффузией. Поэтому энергия активации самодиффузии равна $U = \beta G b^3$ ($\beta = 0,38 \div 0,48$), а энергия активации сублимации, определяющая превращение $s \rightarrow m$, равна $U_{sm} = \beta_s G b^3$ ($\beta_s = 0,48 \div 0,58$) [14]. Здесь β , β_s — коэффициенты; G — модуль сдвига.

Свободная энергия зародышевой дислокационной микротрещины с острой вершиной (рис. 2, a), образовавшейся вследствие объединения краевых дислокаций (см. рис. 1), быстро уменьшается, при этом за счет поверхностной диффузии микротрещина превращается в микропору (рис. 2, b). Под действием положительного гидростатического давления микропора схлопывается, испуская дислокационные петли (рис. 2, $в$), что является одним из наиболее вероятных механизмов “залечивания” деформационной поврежденности (микротрещин и микропор) [14]. С учетом этого микромеханизма величину ν_{md}^0 оценим следующим образом. В случае дискообразной микропоры диаметром $\bar{\xi}$ (см. рис. 2, b) величина ν_{md}^0 является частотой тепловых колебаний одноатомной, имеющей форму окружности, цепочки ионов кристаллической решетки длиной $\pi \bar{\xi}$, в которой содержится $\pi \bar{\xi}/b$ ионов. Один ион колеблется с частотой ν_D , частота тепловых колебаний $\pi \bar{\xi}/b$ ионов равна $\nu_{md}^0 = \nu_D b / (\pi \bar{\xi})$.

Сход дислокационной петли с микропоры (см. рис. 2, $в$) является диффузионным процессом, поэтому $U_{md} = U$.

Подставляя уравнения (4)–(7) в (1)–(3) и учитывая, что $v/\nu_{gs} = \lambda$ — длина свободного пробега дислокаций, $\dot{\epsilon}_0 = \dot{\epsilon}_* b \sqrt{\rho_s}$ и $\dot{\epsilon}_* = \nu_D$ [10, 11], получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \dot{\epsilon}_* b \sqrt{\rho_s(t)} \exp\left(-\frac{\beta G(T) b^3 - \sigma b^2 / (m \sqrt{\rho_s(t)})}{kT}\right); \quad (8)$$

$$\frac{d\rho_s}{dt} = \frac{\dot{\varepsilon}}{b\lambda} - [\rho_s(t)]^{3/2} \nu_D b \exp\left(-\frac{\beta G(T)b^3 - \sigma b^2/(m\sqrt{\rho_s(t)})}{kT}\right); \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} = \xi_0 [\rho_s(t)]^{3/2} \nu_D b \exp\left(-\frac{\beta_s G(T)b^3 - \sigma b^2/(m\sqrt{\rho_s(t)})}{kT}\right) - \\ - \frac{N_m \nu_D b}{\pi \bar{\xi}} \exp\left(-\frac{\beta G(T)b^3 + \sigma_0 \pi \bar{\xi} b^2 / M}{kT}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

В систему (8)–(10) входят параметры структуры металлов, и в ней учитываются физические механизмы необратимой деформации, образования и “залечивания” дефектов кристаллической решетки. В работе [11] показано, что система уравнений (8)–(10) с соответствующими начальными условиями описывает активную деформацию (вязкопластичность), ползучесть, релаксацию напряжений и предельную деформацию до разрушения.

Ниже система дифференциальных нелинейных уравнений (8)–(10), в которой в общем случае $\dot{\varepsilon}(t)$, $T(t)$, $\sigma(t)$, $\sigma_0(t)$, $\rho_s(t)$ — функции времени, решается численно. На каждом расчетном шаге нагружения $g = 1, 2, \dots, q$ время (при описании ползучести) или интенсивность деформации (при описании активной деформации) получает малые конечные приращения dt и $d\varepsilon$. При решении системы (8)–(10) температура на расчетном шаге g должна быть известна. Она может задаваться при деформировании образцов или определяться при одновременном решении системы (8)–(10) и тепловой задачи.

Несмотря на то что анализируются большие необратимые деформации, на каждом расчетном шаге g при численном решении вследствие малости $d\varepsilon$ и dt решается задача для малых деформаций.

Наряду с известными в теории пластичности процессами нагружения, разгрузки и нейтрального нагружения [15] в пространстве напряжений введено понятие процесса возврата для вязкопластической среды [10]. В [10, 11] на случай вязкопластической среды обобщены постулат Драккера, условие устойчивости деформации Драккера и принцип максимума Мизеса. На основе обобщенного принципа максимума сформулирован ассоциированный закон течения и получены обобщенные определяющие уравнения необратимых деформаций в виде

$$d\varepsilon_{ij(g)} = \frac{3}{2} \frac{d\varepsilon_{(g)}}{\sigma_{(g)}^T + d\sigma_{(g)}^u - d\sigma_{(g)}^r} (s_{ij(g)}^T + ds_{ij(g)}^u - ds_{ij(g)}^r), \quad (11)$$

где $\sigma_{(g)}^T$ — начальная интенсивность напряжений на расчетном шаге g , характеризующемся малым конечным приращением интенсивности деформации $d\varepsilon \leq 0,1$ при заданных на шаге значениях $\dot{\varepsilon}$, T и текущем значении $\rho_{s(g)}$, определяемом по уравнению (9):

$$\sigma_{(g)}^T = \left(\beta m G b - \frac{kT_{(g)}}{b^2} \ln \frac{\dot{\varepsilon} * b \sqrt{\rho_{s(g-1)}}}{\dot{\varepsilon}_{(g)}} \right) \sqrt{\rho_{s(g-1)}}, \quad (12)$$

$d\sigma_{(g)}^u$ — составляющая приращения интенсивности напряжения $d\sigma_{(g)} = \sigma_{(g)}^T + d\sigma_{(g)}^u - d\sigma_{(g)}^r$ на шаге g , обусловленная упрочнением:

$$d\sigma_{(g)}^u = \frac{\beta m G b}{2\sqrt{\rho_{s(g)}} b \lambda} d\varepsilon_{(g)} > 0,$$

$d\sigma_{(g)}^r$ — составляющая приращения $d\sigma_{(g)}$, на которую оно уменьшается за счет процессов разупрочнения вследствие вязкости материала:

$$d\sigma_{(g)}^r = \left[\frac{\beta m G b^2 \rho_{s(g)}^2 \nu_D}{2 \dot{\varepsilon}_{(g)}} \exp \left(- \frac{\beta G b^3 - \sigma_{(g-1)} b^2 / (m \sqrt{\rho_{s0}})}{k T_{(g)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{m k T_{(g)}}{2 b^3 \lambda \sqrt{\rho_{s(g)}}} \left(1 + \ln \frac{\dot{\varepsilon}_* b \sqrt{\rho_{s(g)}}}{\dot{\varepsilon}_{(g)}} \right) \left(1 - \frac{\rho_{s(g)}^2 b^2 \nu_D \lambda \sqrt{\rho_{s(g)}}}{\dot{\varepsilon}_{(g)}} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp \left(- \frac{\beta G b^3 - \sigma_{(g-1)} b^2 / (m \sqrt{\rho_{s0}})}{k T_{(g)}} \right) \right] d\varepsilon_{(g)},$$

$ds_{ij(g)}^u, s_{ij(g)}^T, ds_{ij(g)}^r$ — девиаторы соответствующих тензоров напряжений в рассматриваемой точке на шаге g .

На первом расчетном шаге $g = 1$ $\rho_s = \rho_{s0}$ — начальная (до нагрева и деформации) плотность дислокаций в материале.

Параметры модели ρ_{s0} и λ , являющиеся характеристиками исходной дислокационной структуры, предлагается определять с использованием полученной экспериментально при $T \leq 0,2T_\lambda$ (T_λ — температура плавления) диаграммы “холодного” деформирования исследуемого металла [10, 11].

На основе системы уравнений (8)–(11) можно формулировать и решать начально-краевые задачи в рамках физико-математической теории необратимых деформаций металлов. Поскольку коэффициенты β и β_s в (8)–(10) различаются незначительно, при решении прикладных задач можно принять $\beta \simeq \beta_s$. В данной модели параметр β характеризует энергию активации элементарного акта взаимных превращений дефектов кристаллической решетки $U = \beta G b^3$ и определяется на основе экспериментальных диаграмм деформирования $\sigma(\varepsilon)$, кривых ползучести $\varepsilon^c(t)$ и диаграмм пластичности, полученных при различных значениях T и $\dot{\varepsilon}$.

1.2. *Модель длительной прочности.* Построим алгоритм численного решения системы (8)–(10).

Рассмотрим общий случай нагружения при нестационарной температуре. Сформулируем модель в конечных приращениях, полагая, что при малых приращениях времени $dt_{(g)}$ на расчетном шаге g температура и компоненты тензора напряжений существенно не меняются, т. е. на расчетном шаге $T_{(g)}$ $\sigma_{ij(g)} = \text{const}$.

На следующем расчетном шаге $g+1$ в каждой точке объема материала в общем случае $T_{(g+1)} \neq T_{(g)}$ и $\sigma_{ij(g+1)} \neq \sigma_{ij(g)}$, но значения этих величин определяются при одновременном решении тепловой и механической задач с использованием уравнений (8)–(11). Следовательно, приведенные ниже уравнения справедливы в каждой точке материала.

Таким образом, математическая формулировка модели длительной прочности имеет вид скалярного функционала

$$t^* = F[T(t), \sigma^c(t), \varepsilon^c(t), \rho(t), N_m(t), dt],$$

где t^* — момент времени, в который в некоторой точке нагруженного материала происходит макроразрушение; $T(t)$, $\sigma^c(t)$, $\varepsilon^c(t)$, $\rho(t)$, $N_m(t)$ — функции времени, описывающие изменение за g расчетных шагов температуры, интенсивностей напряжений и деформаций ползучести, плотности дислокаций и микротрещин соответственно.

На произвольном расчетном шаге g скорость деформации ползучести $\dot{\varepsilon}^c$ при известных на данном шаге величинах σ^c , T и ρ_s определяется по уравнению (8):

$$\dot{\varepsilon}_{(g)}^c = \dot{\varepsilon}_* b \sqrt{\rho_{s(g-1)}} \exp \left(- \frac{\beta(T, \sigma) G(T) b^3 - \sigma^c b^2 / (m \sqrt{\rho_{s(g-1)}})}{k T} \right),$$

приращение интенсивности деформации ползучести за время $dt_{(g)}$ — по формуле

$$d\varepsilon_{(g)}^c = \dot{\varepsilon}_{(g)}^c dt_{(g)}, \quad (13)$$

изменение плотности дислокаций на шаге g за время $dt_{(g)}$ — по уравнению (9):

$$d\rho_{s(g)} = \left[\frac{\dot{\varepsilon}_{(g)}^c}{b\lambda} - [\rho_{s(g-1)}(t)]^{3/2} \nu_D b \exp \left(- \frac{\beta(T, \sigma)G(T)b^3 - \sigma_{(g)}^c b^2 / (m\sqrt{\rho_{s(g-1)}(t)})}{kT} \right) \right] dt_{(g)},$$

интенсивность деформации ползучести, накопленная за g шагов, — по уравнению

$$\varepsilon_{(g)}^c = \varepsilon_{(g-1)}^c + d\varepsilon_{(g)}^c, \quad (14)$$

плотность дислокаций, накопленная в рассматриваемой точке материала за g расчетных шагов, вычисляется следующим образом:

$$\rho_{s(g)} = \rho_{s(g-1)} + d\rho_{s(g)}.$$

Время нахождения рассматриваемого микрообъема материала под нагрузкой, которому соответствуют g расчетных шагов, равно

$$t_{(g)} = t_{(g-1)} + dt_{(g)}. \quad (15)$$

Формулы (14), (15) определяют зависимость $\varepsilon_{(g)}^c(t_{(g)})$, представляющую собой кривую нестационарной ползучести для рассматриваемого микрообъема материала до момента разрушения.

С использованием (10), (13) определим изменение скалярной плотности микротрещин на расчетном шаге g :

$$dN_{m(g)} = \left[\xi_0 \rho_s \frac{\nu_D b \sqrt{\rho_{s(g)}}}{\dot{\varepsilon}_{(g)}^c} \exp \left(- \frac{\beta_s(T)G(T)b^3 - \sigma_{(g)}^c b^2 / (m\sqrt{\rho_{s(g)}(t)})}{kT} \right) - \right. \\ \left. - N_{m(g-1)} \frac{\nu_D b}{\pi \bar{\xi} \dot{\varepsilon}_{(g)}^c} \exp \left(- \frac{\beta(T)G(T)b^3 + \sigma_{(g)}^c K_{(g)} \pi \bar{\xi} b^2 / (mM)}{kT} \right) \right] d\varepsilon_{(g)}^c. \quad (16)$$

Накопленную микрообъемом за g расчетных шагов, т. е. за время $t_{(g)}$, плотность микротрещин находим по формуле

$$N_{m(g)} = N_{m(g-1)} + dN_{m(g)}.$$

Критерием наличия макроразрушения в микрообъеме материала являются условия

$$\psi_{(g)} = N_{m(g)} / N_{m(g)}^* < 1; \quad (17)$$

$$\psi_{(g)} = N_{m(g)} / N_{m(g)}^* = 1, \quad (18)$$

где $\psi_{(g)}$ — вероятность макроразрушения в микрообъеме; $N_{m(g)}^*$ — критическое значение скалярной плотности микротрещин и микропор в рассматриваемом микрообъеме, при котором происходит их объединение в макротрещину и которое зависит от показателя жесткости напряженного состояния $K = \sigma_0 / \tau$ следующим образом [16]: $N_{(g)}^* = 10^6 \text{ см}^{-2}$ при $K_{(g)} > 0,58$; $N_{(g)}^* = 10^7 \text{ см}^{-2}$ при $K_{(g)} < -3,0$; $N_{(g)}^* = -6 \cdot 10^5 K_{(g)}^3 - 3 \cdot 10^6 K_{(g)}^2 - 3 \cdot 10^6 K_{(g)} + 8 \cdot 10^6$ при $-3,00 \leq K_{(g)} \leq 0,58$.

При выполнении условия (17) макроразрушение в рассматриваемом микрообъеме (точке) отсутствует, при выполнении условия (18) в микрообъеме происходит разрушение.

2. Моделирование процесса, происходящего при одноосном растяжении образцов в условиях стационарного термомеханического нагружения. Поскольку температура и сила растяжения в условиях стационарного нагружения каждого образца не изменяются, при построении модели целесообразно использовать уравнения относительно конечных величин. Будем считать, что разрушение является вязким и до момента разрушения образец деформируется в условиях стационарной ползучести.

Таким образом, в уравнении (16) $\rho_s = \rho_s^c = c/(\lambda b) = \text{const}$ — стационарная плотность дислокаций на установившейся стадии; порядок величины c равен единице [17]; значение λ определяется по диаграмме “холодного” деформирования металла [10, 11]. Из уравнения (16) с учетом зависимости (13) можно получить уравнение относительно времени. Интегрируя это уравнение при начальных условиях $t = 0$, $N_m = N_{m0}$, получаем

$$t^* = \frac{1}{h} \ln \frac{|f - N_{m0}h|}{|f - N_m^*h|},$$

где N_{m0} — начальная плотность микротрещин в материале,

$$h = \frac{\nu_D b}{\pi \bar{\xi}} \exp \left(- \frac{\beta(T)G(T)b^3 + \sigma_e K_{(g)} \pi \bar{\xi} b^2 / (mM)}{kT} \right),$$

$$f = \xi_0 \rho_s^c \nu_D b \sqrt{\rho_s^c} \exp \left(- \frac{\beta(T)G(T)b^3 - \sigma_e b^2 / (m\sqrt{\rho_s^c})}{kT} \right),$$

t^* — время, по истечении которого образец, нагруженный при заданной температуре T растягивающим напряжением $\sigma = F/S_0 = \sigma_e$, разрушается (длительная прочность); F — постоянная в процессе испытания растягивающая сила; S_0 — исходная площадь поперечного сечения образца; σ_e — предел длительной прочности.

3. Верификация модели длительной прочности. Верификация одноосной физико-феноменологической модели длительной прочности проводилась путем сравнения результатов, полученных с использованием предлагаемой модели, и результатов испытаний на длительную прочность при растяжении образцов при $F = \text{const}$, $T = \text{const}$.

Определялось время до разрушения образцов из стали марки Ст.20 при температуре $T = 500$ °С и одноосном растяжении. Параметры и константы модели имели следующие значения: $\bar{\xi} = 0,32 \cdot 10^{-5}$ см, $\nu_D = 10^{12}$ с⁻¹, $b = 3 \cdot 10^{-8}$ см, $G^{500} = 65000$ МПа, $m = 3,1$, $kT = 1066,4 \cdot 10^{-23}$ Дж, $N_m^* = 10^6$ см⁻², $\lambda = 0,74 \cdot 10^{-4}$ см, $\xi_0 = 0,32 \cdot 10^{-5}$, $K = 0,58$. При значении напряжения $\sigma_e = 200$ МПа параметр β принимал значение $\beta = 0,43$, при $\sigma_e = 170$ МПа — $\beta = 0,4$, при $\sigma_e = 110$ МПа — $\beta = 0,34$.

Результаты экспериментальной проверки модели приведены на рис. 3. Видно, что предлагаемая модель достаточно точно описывает экспериментальные данные.

В таблице приведены результаты расчета плотностей образовавшихся и “залеченных” микротрещин при одноосном растяжении ($K = 0,58$) при $T = 500$ °С и различных значениях напряжения. Из таблицы следует, что при растягивающих напряжениях и $K > 0$ “залечивания” микротрещин не происходит. Это объясняется высокой энергией активации в этом процессе при данных условиях деформирования (числитель в аргументе экспоненты во втором слагаемом уравнения (16)). Очевидно, поэтому известные критерии разрушения, не учитывающие “залечивание” микротрещин, удовлетворительно предсказывают макроразрушение только при $K > 0$ [18].

Заключение. С использованием структурно-феноменологического подхода к построению теории больших необратимых деформаций предложен новый вариант кинетической модели длительной прочности металлов, который учитывает историю нагружения в случае нестационарных процессов, описывает большие необратимые деформации, а также

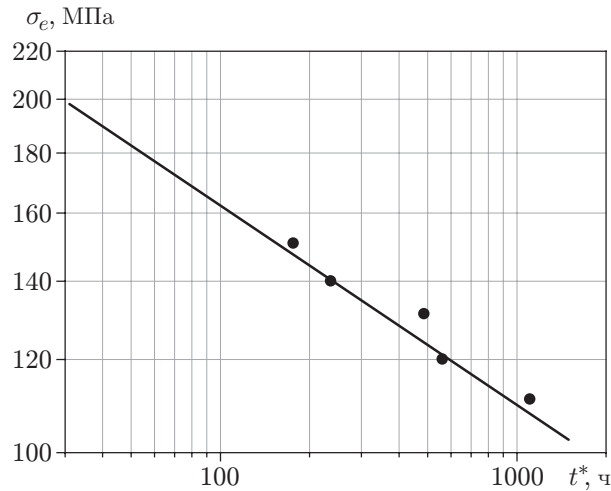


Рис. 3. Зависимость разрушающих напряжений от времени при испытании образцов на одноосное растяжение:

точки — экспериментальные данные [1], сплошная линия — результаты расчета по предлагаемой модели

Результаты расчета плотности образовавшихся $N_m^{об}$ и “залеченных” N_m^3 микротрещин

σ_e , МПа	t^* , ч	N_m^* , $см^{-2}$	$N_m^{об}$, $см^{-2}$	N_m^3 , $см^{-2}$
110	1000	10^6	$1,237 \cdot 10^6$	0
170	100	10^6	$1,135 \cdot 10^6$	0
200	30	10^6	$1,268 \cdot 10^6$	0

позволяет определить структуру металлов, непрерывно изменяющуюся при деформировании.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Малинин Н. Н.** Прикладная теория пластичности и ползучести. М.: Машиностроение, 1975.
2. **Локощенко А. М.** Результаты исследований ползучести и длительной прочности металлов в Научно-исследовательском институте механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (к юбилею Ю. Н. Работнова) // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 1. С. 144–165.
3. **Соснин О. В., Никитенко А. Ф., Горев Б. В.** К обоснованию энергетического варианта теории ползучести и длительной прочности // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 4. С. 188–197.
4. **Радченко В. П., Саушкин М. Н., Горбунов С. В.** Вариант кинетических уравнений изотермической ползучести и длительной прочности энергетического типа // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 1. С. 207–217.
5. **Работнов Ю. Н.** Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966.
6. **Качанов Л. М.** О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук. 1958. № 8. С. 26–31.
7. **Yao Hua-Tang, Xuan Fu-Zhen, Wang Zhengdong, Tu Shan-Tung.** A review of creep analysis and design under multi-axial stress states // Nuclear Engng Design. 2007. V. 237. P. 1969–1986.

8. **Leckie F. A., Hayhurst D. R.** Creep rupture of structures // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1974. V. 340, N 1622. P. 323–347.
9. **Othman A. M., Dyson B. F., Hayhurst D. R., Lin J.** Continuum damage mechanics modeling of circumferentially notched tension bars under-going tertiary creep with physically based constitutive equations // Acta Metallurgica Materialia. 1994. V. 42, N 3. P. 597–611.
10. **Грешнов В. М.** О физико-математической теории необратимых деформаций металлов // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2011. № 4. С. 62–74.
11. **Грешнов В. М.** Основы физико-математической теории необратимых деформаций металлов: Структурно-феноменологический подход. Saarbrücken: Palmarium Acad. Publ., 2013.
12. **Штремель М. А.** Прочность сплавов. Ч. 1. Дефекты решетки. М.: Металлургия, 1982.
13. **Штремель М. А.** Прочность сплавов. Ч. 2. Деформация. М.: Моск. ин-т стали и сплавов, 1997.
14. **Владимиров В. И.** Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984.
15. **Ишлинский А. Ю.** Математическая теория пластичности / А. Ю. Ишлинский, Д. Д. Ивлев. М.: Физматлит, 2001.
16. **Грешнов В. М., Боткин А. В., Лавриненко Ю. А., Напалков А. В.** Прогнозирование разрушения металлов в процессах холодной пластической деформации. Сообщ. 2. Учет анизотропного упрочнения и экспериментальная проверка модели пластической деформации и разрушения // Пробл. прочности. 1999. № 2. С. 74–84.
17. **Грешнов В. М., Шайхутдинов Р. И.** Физико-феноменологическая модель дислокационной ползучести металлов // Вестн. Уфим. гос. авиац. техн. ун-та. Т. 17, № 1. С. 33–38.
18. **Li H., Fu M. W., Lu J., Yang H.** Ductile fracture: Experiments and compactations // Intern. J. Plasticity. 2011. N 27. P. 147–180.

*Поступила в редакцию 26/III 2015 г.,
в окончательном варианте — 3/XII 2015 г.*
